Die Elektronenröhren

und ihre technischen Anwendungen

Von

Professor Dr. Hans Georg Möller
Direktor des Institutes für angewandte Physik an der Hamburgischen Universität



Dritte vollständig umgearbeitete Auflage

Mit 232 Textabbildungen und einem Geleitwort von

Dr. Max Wien
ordentlichem Professor für Physik an der Universität Jena

Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges.
Braunschweig 1929

Printed in Germany

Geleitwort zur ersten Auflage.

Die technische Entwicklung geht häufig der wissenschaftlichen Durchdringung weit voraus. In der drahtlosen Telegraphie war das von Anfang an der Fall, und ganz besonders bei der sprunghaften Entwicklung der Röhrensender in den letzten Jahren des Krieges.

Die Praxis brachte damals täglich neue Aufgaben, täglich neue Schwierigkeiten, bei deren Überwindung die theoretische Unsicherheit sehr unbequem und hemmend war. In den Laboratorien der Firmen und der Behörden wurden daher auch theoretisch durchgebildete Physiker zur Mitarbeit herangezogen, die mit großem Erfolge bestrebt waren, die vorhandenen Lücken in der Theorie auszufüllen. Bei der Technischen Abteilung für Funkergerät fiel diese Aufgabe Herrn Dr. Möller zu. Außer der Ausarbeitung der Prüfungsverfahren handelt es sich um schnelle Beantwortung von Einzelfragen: über das Aussetzen der Schwingungen, das verschiedene Verhalten der einzelnen Röhren, das Ziehen beim Zwischenkreissender, den Einfluß der Heizung und der Anodenspannung auf die Frequenz, die Eigentümlichkeiten der Audionrückkopplung und anderes mehr. Bei diesen Theorien „auf Befehl“ unter der Hetzpeitsche des Krieges waren Frühgeburten unausbleiblich, die sich zum Teil nicht als lebensfähig erwiesen, das allermeiste hat sich jedoch, wie das vorliegende Buch beweist, im späteren Verlaufe bei ruhiger Pflege kräftig entwickelt und abgerundet. Außer der Bearbeitung dieser Einzelfragen, in denen sich Möller vielfach als Pfadfinder erwies, verdanken wir ihm einen prinzipiellen Ausbau der Theorie, über die Arbeiten von Barkhausen, Schottky, Rukop und anderen hinaus, indem er durch Einführung der Schwingkennlinien eine quantitative Berechnung der Vorgänge im Röhrensender ermöglichte.

Jedem, der tiefer in das Wesen der Röhrenschwingungen eindringen will, wird das Buch unentbehrlich sein, und ich zweifle nicht, daß es klärend und fördernd bei der Weiterentwicklung des ganzen Gebietes wirken wird.

Jena, 3. Mai 1920. **Max Wien.**

Geleitwort zur ersten Auflage.

Die technische Entwicklung geht häufig der wissenschaftlichen Durchdringung weit voraus. In der drahtlosen Telegraphie war das von Anfang an der Fall, und ganz besonders bei der sprunghaften Entwicklung der Röhrensender in den letzten Jahren des Krieges.

Die Praxis brachte damals täglich neue Aufgaben, täglich neue Schwierigkeiten, bei deren Überwindung die theoretische Unsicherheit sehr unbequem und hemmend war. In den Laboratorien der Firmen und der Behörden wurden daher auch theoretisch durchgebildete Physiker zur Mitarbeit herangezogen, die mit großem Erfolge bestrebt waren, die vorhandenen Lücken in der Theorie auszufüllen. Bei der Technischen Abteilung für Funkergerät fiel diese Aufgabe Herrn Dr. Möller zu. Außer der Ausarbeitung der Prüfungsverfahren handelt es sich um schnelle Beantwortung von Einzelfragen: über das Aussetzen der Schwingungen, das verschiedene Verhalten der einzelnen Röhren, das Ziehen beim Zwischenkreissender, den Einfluß der Heizung und der Anodenspannung auf die Frequenz, die Eigentümlichkeiten der Audionrückkopplung und anderes mehr. Bei diesen Theorien „auf Befehl“ unter der Hetzpeitsche des Krieges waren Frühgeburten unausbleiblich, die sich zum Teil nicht als lebensfähig erwiesen, das allermeiste hat sich jedoch, wie das vorliegende Buch beweist, im späteren Verlaufe bei ruhiger Pflege kräftig entwickelt und abgerundet. Außer der Bearbeitung dieser Einzelfragen, in denen sich Möller vielfach als Pfadfinder erwies, verdanken wir ihm einen prinzipiellen Ausbau der Theorie, über die Arbeiten von Barkhausen, Schottky, Rukop und anderen hinaus, indem er durch Einführung der Schwingkennlinien eine quantitative Berechnung der Vorgänge im Röhrensender ermöglichte.

Jedem, der tiefer in das Wesen der Röhrenschwingungen eindringen will, wird das Buch unentbehrlich sein, und ich zweifle nicht, daß es klärend und fördernd bei der Weiterentwicklung des ganzen Gebietes wirken wird.

Jena, 3. Mai 1920. **Max Wien.**

Schwingliniendiagramm genannt wurde. In diesem Diagramm sind die meisten Fragen aus der Theorie der Röhrensender durch einfache Konstruktionen zu lösen. Den einzelnen Konstruktionen wurde die Form von Übungsaufgaben gegeben, um den Leser zum selbständigen Arbeiten anzuregen.

Die komplizierten Wirkungen der Gitterströme sind dann getrennt vom Hauptteil auf S. 78 bis 94 dargestellt.

Den Rechnungen sind längere qualitative physikalische Überlegungen vorausgeschickt, so z. B. bei der Ziehtheorie und der Behandlung der Raumladung.

Die physikalischen Fragen sind als Teil 5 am Ende des Buches behandelt, sie sollen dem Röhrenkonstrukteur dienen. Der Hochfrequenzingenieur findet am Anfang des Buches eine ganz knappe physikalische Einleitung, die seinen Bedürfnissen vielleicht genügen wird.

Alles das aufzuzählen, was neu in das Buch aufgenommen ist, würde hier zu weit führen. Es sei auf das Inhaltsverzeichnis verwiesen.

Zitate sind möglichst vermieden; es ist alles, was gebraucht wird, kurz abgeleitet. Der Leser sollte davon verschont bleiben, neben dem Buch noch mehr oder weniger verständliche Originalarbeiten studieren zu müssen.

Auch sonst sind Zitate der Kürze halber weggelassen, dafür sei hier allgemein gesagt:

Alles, was in der Theorie der Verstärkerröhren Grundlegendes ohne Zitat mitgeteilt ist, verdanken wir Barkhausen.

Alle Schaltungen, die ohne Zitat besprochen sind, sind Patentbesitz von Telefunken.

Meinem Assistenten, Herrn Dr. Hagen, sowie den Herren Kollegen Dr. Golz, Hohage und Mühlbrett danke ich für das Durchsehen des Manuskriptes und das Lesen der Korrekturen.

Hamburg, im Juli 1929.

Hans Georg Möller.

Inhaltsverzeichnis.

Bezeichnungen.

Amplitude $A_0 = \sqrt{A_1^2 + A_2^2}$;
$\mathfrak{A}_0 = j A_2 + A_1$; $A_0 = |\mathfrak{A}|$.
in Zeichnungen: Amperemeter, mA = Milliampere.
Amplitude, $B_0 = \sqrt{B_1^2 + B_2^2}$;
$\mathfrak{B} = j B_2 + B_1$; $B_0 - |\mathfrak{B}|$.
in Zeichnungen: Batterie.
Kondensator.
$_{ü}$ Blockierungskapazität im Gitterkreis des Audions.
$_{sch}$ scheinbare Röhrenkapazität.
$_{ga}$, C_{gk}, C_{ak} Kapazität zwischen Gitter und Anode, Gitter und Kathode, Anode und Kathode.
Durchgriff, D_{opt} günstigster Durchgriff.
$_{as}$, D_{gs}, D_{sg} Durchgriff der Anode durch das Schutzgitter, des Steuergitters durch das Schutzgitter, des Schutzgitters durch das Steuergitter.
in Zeichnungen: Fernhörer.

$$(x) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{ix \cos \alpha / K\Theta}\, d\alpha.$$

$_r$ Röhrengüte.
$_t$ Transformatorengüte.
Gradient der Thorkonzentration im Glühfaden.
Gleichstromanteil des Stromes.
reelle Amplitude $I_0 = \sqrt{I_1^2 + I_2^2}$;
$\mathfrak{J} = j I_2 + I_1$; $I_0 = |\mathfrak{J}|$.
Sättigungsstrom.
molekulare Gaskonstante = 1,36 $\cdot 10^{-16}$ erg/grad.

L Induktivität.
M Schwingungsmittelpunkt.
N Anzahl.
O Nullpunkt.
P Gewicht, Kraft.

$$Q = \frac{U_{a0}}{U_{s0}}.$$

R Ohmscher Widerstand;
$\mathfrak{R} = j R_2 + R_1$ z. B. $j \omega L + R$.
$R_ü$ Gitterableitungswiderstand.
R_i innerer Widerstand der Röhre.
R_{ig}, R'_{ig} Widerstände der Elektronenstrecke Gitter—Kathode;

$$R_{ig} = \frac{\mathfrak{U}_g}{\mathfrak{J}_g}; \quad R'_{ig} = \frac{d u_g}{d i_g}.$$

S Steilheit, S_0 Steilheit bei $D = 0$;

$$S = \frac{S_0}{1 + D}.$$

T Schwingungsdauer, im physikalischen Teil auch: Temperatur.
T_r Transformator.
U Spannung $U_0 = \sqrt{U_1^2 + U_2^2}$;
$\mathfrak{U} = j U_2 + U_1$; $U_0 = |\mathfrak{U}|$.
U_0 Grenzspannung, über der kein Potentialminimum zwischen Glühdraht und Anode auftritt.
U_s Sättigungsspannung, U_{s0} Sättigungsspannung bei dem Durchgriff Null, U_a Anodenspannung, $U_{a0} = U_a + I_a \cdot R$ Spannung der Anodenbatterie.
V Verstärkungsverhältnis.
V in Zeichnungen: Voltmeter.
W Kennlinienkrümmung.

a Abstand.

b Anodenpotential (Schottky).

c, c_1, c_2 Konstanten in der Langmuirschen Röhrenformel.

$d = R/2L$ Dämpfung.

d Differential (siehe auch δ, Δ, $\mathfrak{d}$, ∂).

$e = 2{,}718 \ldots$ Basis der natürlichen Logarithmen.

f Schwingungszahl pro sec, in Hertz.

g Erdbeschleunigung.

h Plancksches Wirkungsquantum $= 6{,}415 \cdot 10^{-27}$ erg. sec.

i Strommomentanwert, auch Stromdichte.

$\bar{i}$ zeitlicher Mittelwert des Stromes, $\delta \bar{i}$ Gleichrichtereffekt.

$j = \sqrt{-1}$.

k Kopplungsfaktor $= \frac{L_{12}^2}{L_1 L_2}$. k_k kritische Kopplung.

l Glühdrahtlänge.

m Elektronenmasse, in Zeichnungen: Schwingungsmittelpunkt.

n Anzahl. Schutznetzpotential (Schottky).

p Gasdruck; Gittereffektivpotential (Schottky).

q Querschnitt; q_0 Glühdrahtoberfläche.

r Radius; r_1, r_2 Rückkopplungswiderstände beim Kallirotron.

s spezifisches Volumen der Raumladung.

t Zeit.

u Momentanwert der Spannung, $u_{st} = u_g + u_a =$ Steuerspannung.

$\ddot{u}$ Übersetzungsverhältnis eines Transformators.

v (v_x, v_y, v_z) Geschwindigkeit und ihre Komponenten.

$z = \frac{\delta \Omega}{d}$ Verstimmung des Zwischenkreissenders durch Rückwirkung des Sekundärkreises.

$x = \frac{\delta \omega}{d}$ Verstimmung des Sekundärkreises.

$z = x + jy$.

z in Zeichnungen: Abzweigung der Gitterkennlinie vom normalen Verlauf, wenn $u_g > u_a$.

$\mathfrak{A}$, $\mathfrak{B}$ Amplituden.

$\mathfrak{C} = 60{,}2$ Amp. (cm . grad)^2.

$\mathfrak{D}$ Diffusionskoeffizient des Thoriums im Wolfram.

$\mathfrak{E}$ elektrische Feldstärke.

$\mathfrak{F}$ Funktion.

$\mathfrak{G} = \frac{k}{2d} = \frac{k}{k_k}$.

$\mathfrak{H}$ Magnetische Feldstärke.

$\mathfrak{I}$ komplexe Stromamplitude.

$\mathfrak{K}$ Rückkopplungsfaktor.

$\mathfrak{N}$ Leistung, $\mathfrak{N}_g$ im Gitterkreis verbrauchte Leistung, $\mathfrak{N}_1$ im Eingangstransformator verbrauchte Leistung, $\mathfrak{N}_g = \mathfrak{N}_1 \eta_1$; $\mathfrak{N}_a$ von der Röhre gelieferte Leistung, $\mathfrak{N}_v$ vom Verstärker gelieferte Leistung, $\mathfrak{N}_v = \mathfrak{N}_a \eta_2$.

$\mathfrak{P} = \frac{\mathfrak{U}_g}{U_{st}} = 1 + \frac{SDL}{CR}$.

$\mathfrak{R} = R_1 + jR_2$ komplexer Widerstand.

$\mathfrak{R}_k = \frac{\mathfrak{U}_{st}}{\mathfrak{I}_a} = \frac{(L_{1g} - DL)}{CR}$ Rückkopplung $= \operatorname{tg} \alpha$.

$\mathfrak{S}$ Schnittpunkt.

$\mathfrak{T}$ Schwebungsdauer.

$\mathfrak{U}$ Spannungsamplitude.

$\mathfrak{V}$ Verstärkungsgrad $= \sqrt{\mathfrak{N}_v / \mathfrak{N}_1}$, $\mathfrak{V}_i$ Stromverstärkung, $\mathfrak{V}_u$ Spannungsverstärkung.

$\mathfrak{W}$ Schwingaudionempfindlichkeit.

$\mathfrak{a}$ Anfachung.

$\mathfrak{b}$, $\mathfrak{c}$ Integrationskonstanten.

$\mathfrak{d}$ Dämpfung: $a = A_0 e^{-\mathfrak{d}t}\cos(\omega t + \varphi) = \mathfrak{A} e^{(-\mathfrak{d} + j\omega)t}$.

$\mathfrak{f}$ komplexe Frequenz $= -\mathfrak{d} + j\omega$.

$\mathfrak{g}$ Integrationskonstante.

$\mathfrak{h}$ Quecksilbersäule im Mac Leod-Manometer.

$\mathfrak{i}$ Strommaßstab in Amp./cm.

$\mathfrak{k}$ Kurbellänge.

$\mathfrak{m}$ Stromspannungspunkt im Schwingliniendiagramm.

$\mathfrak{n}$ Reduziertes Potential $= \frac{\varepsilon u}{K\Theta}$.

$\mathfrak{p}$ Prozentsatz des durch das Raumladungsgitter durchgehenden Stromes.

$\mathfrak{q} = \ln r/r_0$.

$\mathfrak{r}$ Widerstandsmaßstab in Ohm.

$\mathfrak{s}$, $\mathfrak{t}$ Thorverdampfungskoeffizienten.

$\mathfrak{u}$ Spannungsmaßstab in Volt/cm.

$\mathfrak{v}$ Radialgeschwindigkeit der Elektronen.

$\mathfrak{x}$ Amplitude von x.

$\mathfrak{z}$ Abzweigungspunkt der Gitterschwinglinie vom normalen Verlauf, wenn $\mathfrak{U}_g + \mathfrak{U}_a > U_a - U_g$.

α, β, γ Winkel.

$\operatorname{tg}\alpha = \mathfrak{R}_K = \frac{L_{1g} - DL}{cR} = \frac{\frac{L_{1g}}{L} - D}{2cd}$ Neigung der Rückkopplungsgeraden im stationären Zustand.

$\operatorname{tg}\alpha' = \frac{\frac{L_{1g}}{L} - D}{2c(d + \mathfrak{a})}$ Neigung der Rückkopplungsgeraden beim Anschwingen.

$\operatorname{tg}\alpha_0$ Einsatzrückkopplung.

φ, ψ Potentiale.

φ, ψ, χ, ξ Phasenwinkel.

β Anodenstrom (Schottky).

βb, βv Anoden-(Gitter-)Empfindlichkeit (Schottky).

δ Variation, $\delta\bar{i}$ Gleichrichtereffekt, $\delta\mathfrak{J}_a$ Schwankung der Anodenstromamplitude beim Empfang modulierter Wellen, $\delta\mathfrak{U}_g$ Fernerregung, δU_g Gittervorspannungsverschiebung, $\Delta\delta U_g = \Delta$ Veränderung der Gittervorspannungsverschiebung beim Empfang modulierter Wellen.

ε Ladung des Elektrons.

$\zeta : \operatorname{tg}\zeta = \frac{DL}{CR}$.

ϑ prozentische Bedeckung des Glühfadens mit Thoratomen. Elektronenablenkungswinkel in Raumladungsgitterröhren.

η Wirkungsgrad, η_1 Wirkungsgrad des Eingangstransformators, η_2 Wirkungsgrad des Ausgangstransformators.

$\varkappa : \cot\varkappa =$ Schwinglinensteilheit.

λ Wellenlänge.

λ Steuerschärfe, μ Anodeneinfluß, ν Schutznetzeinfluß, } Schottky

μ Permeabilität.

ϱ Raumladungsdichte, ϱ_0 Raumladungsdichte im Potentialminimum.

σ Konstante des Thomsoneffektes.

τ $(x + jy = re^{j\tau})$.

φ, χ Potentiale, φ_{min} Wert des Potentialminimums.

$\omega = 2\pi f$ Frequenz, Ω-Tonfrequenz.

Θ Temperatur.

Φ Austrittsarbeit, Φ_{th} des Thors, Φ_w des Wolframs.

Übersicht über die Frequenzbezeichnungen.

ω sich einstellende Frequenz.

$\omega_e = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ Eigenfrequenz. $\delta\omega$ Verstimmung: $\delta\omega = \omega = \omega_0$.

a) Beim Huthsender:

$\omega_a = \frac{1}{\sqrt{L_a C_a}}$ Eigenfrequenz der Anodendrossel. $\omega_g = \frac{1}{\sqrt{L_g C_g}}$ Eigenfrequenz der Gitterdrossel.

$r = \omega_a - \omega_g$ eingestellte Verstimmung.

ω sich einstellende Frequenz.

$\delta\omega_g = \omega - \omega_g$; $\delta\omega_a = \omega - \omega_a$ wirkliche Verstimmung der Gitter- bzw. Anodendrossel gegen die sich einstellende Frequenz.

b) In der Ziehtheorie.

ω sich einstellende Frequenz.

ω_0 Eigenfrequenz des Primärkreises, ω_2 Eigenfrequenz des Sekundärkreises.

$r = \omega_2 - \omega_0$ eingestellte Verstimmung.

$\delta\Omega = \omega - \omega_0$: $\delta\omega = \omega - \omega_2$ wirkliche Verstimmung des Primär- bzw. Sekundärkreises.

$x = \frac{\delta\omega}{d}$, $z = \frac{\delta\Omega}{d}$.

	Strom	Spannung	Widerstand
Momentanwert . . .	i	u	
Gleichstromanteil .	J	U	R ohmisch
Reelle Amplitude .	$J_0 = \sqrt{J_1^2 + J_2^2}$	$U_0 = \sqrt{U_1^2 + U_2^2}$	$\lvert\mathfrak{R}\rvert = \sqrt{R_1^2 + R_2^2}$
Komplexe Amplitude	$\mathfrak{J} = J_1 + jJ_2$	$\mathfrak{U} = U_1 + jU_2$	$\mathfrak{R} = R_1 + jR_2$
	$J_0 = \lvert\mathfrak{J}\rvert$	$u_0 = \lvert\mathfrak{U}\rvert$	z. B. $R + j\omega L$

Indizes.

Kein Index: Arbeitskreis.

A Arbeitskreis.

B Batterie.

C Kapazitätszweig des Arbeitskreises.

E Erde.

L Selbstinduktionszweig des Arbeitskreises.

M Gleichstromdynamo.

R Röhre.

St stationär.

T Transformator.

V Verlust.

a Anodenkreis.
e Emission.
g Gitterkreis.
gr Grenzwiderstand R_{gr}.
h Heizkreis.
i innerer.
k Kathode, C_{gk} Kapazität zwischen Gitter und Kathode.
r Resonanz bzw. Eigenschwingung.
s Sättigung.
St stationär.
st Steuer.
$ü$ Überbrückungskreis; $C_{ü}$, $R_{ü}$ Kapazität und Widerstand im Gitterkreise des Audions.
I, II, III; 1, 2, 3 } zur Unterscheidung verschiedener Fälle.
1 Primärkreis.
2 Sekundärkreis.
0 Ruhe-, Ruhegitterspannung.

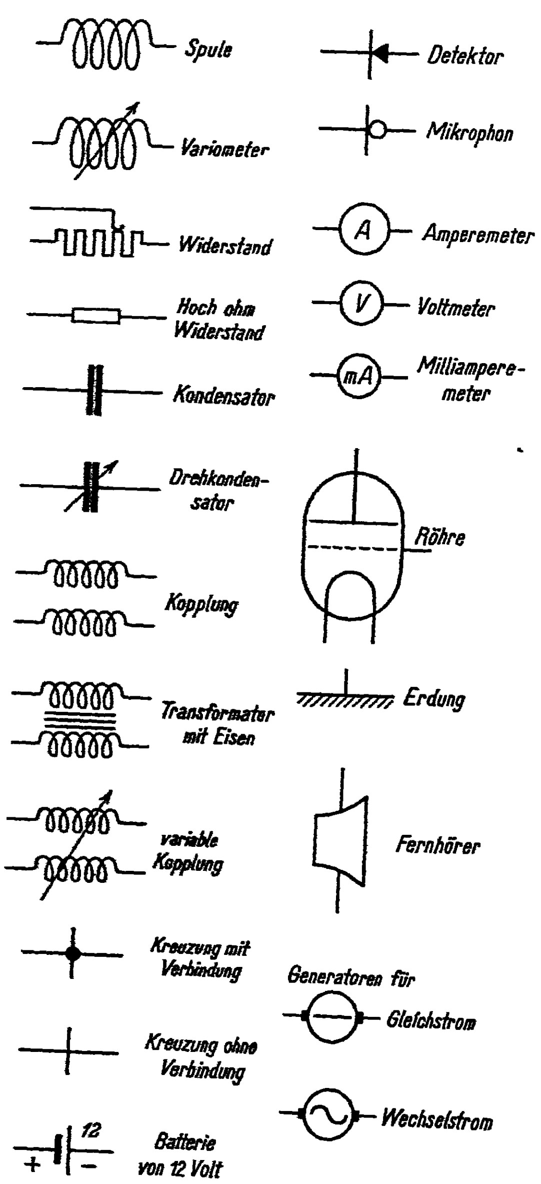
Doppelindizes.

C_{BE} Kapazität zwischen Batterie und Erde.
C_{ME} Kapazität zwischen Gleichstromdynamo und Erde.
C_{TF} Kapazität zwischen Transformator und Erde.
L_{12} Gegeninduktivität zwischen Arbeitskreis und Antennenspule.
L_{1g} Gegeninduktivität zwischen Arbeitskreis- und Gitterkreisspule.
S_A mittlere Steilheit der Arbeitskurve.

Anwendungsbeispiele zum Gebrauch der Indizes.

L (ohne Index) Induktivität des Arbeitskreises.
u_g Momentanwert der Gitterspannung.
I_{es} Sättigungsemissionsstrom.
U_{gs} Gitterspannung, bei der der Sättigungsemissionsstrom fließt.
J_{a2St} Amplitude des Anodenstromes der zweiten Kopplungsschwingung im stationären Zustande.
U_{a2} Gleichstromanteil der Anodenspannung (Betriebsspannung) im zweiten Fall.
$C_{aü}$ zur Überbrückung von Telephon und Anodenbatterie in den Anodenkreis eingeschalteter Kondensator.

Signaturen.



Spule
Detektor
Variometer
Mikrophon
Widerstand
A
Amperemeter
Hoch ohm Widerstand
V
Voltmeter
Kondensator
mA
Milliamperemeter
Drehkondensator
Röhre
Kopplung
Erdung
Transformator mit Eisen
variable Kopplung
Fernhörer
Kreuzung mit Verbindung
Generatoren für
Gleichstrom
Kreuzung ohne Verbindung
Wechselstrom
12
+
−
Batterie von 12 Volt

Vorbemerkungen über das Rechnen mit $e^{j\omega t}$.

Die Behandlung von Wechselstromaufgaben mit komplexen Amplituden und deren graphische Darstellung durch Vektoren ist außerordentlich bequem und daher in den meisten Lehrbüchern über Wechselstrom- oder Schwachstromtechnik, drahtlose Telegraphie oder Optik angewendet worden. Ich möchte in diesem Buche auf diese kurze und handliche Darstellungsweise nicht verzichten. Da mir aber mitgeteilt wurde, daß vielen Lesern das Rechnen mit $e^{j\omega t}$ nicht geläufig sei, soll eine kurze Zusammenstellung der Hauptregeln dieser Rechenmethode vorausgeschickt werden. Ausführlich habe ich diese Regeln abgeleitet und durch zahlreiche Beispiele eingeübt in einem Heft der Sammlung Hirzel: „Behandlung von Schwingungsaufgaben mit komplexen Amplituden und Vektoren."

1. Das reelle Rechnen mit $\cos \omega t$ und $\sin \omega t$ wird schwülstig, da die beiden Zeitfunktionen cos und sin nebeneinander auftreten.

2. Um eine einheitliche Zeitfunktion einzuführen, benutzen wir die Eulersche Formel

$$e^{j\omega t} = \cos \omega t + j \sin \omega t.$$

(Man kann die Gültigkeit dieser Formel z. B. durch Entwicklung der drei Funktionen $e^{j\omega t}$, $\sin \omega t$, $\cos \omega t$ in Potenzreihen nachweisen.)

Um für $\cos \omega t$ und $\sin \omega t$ die Zeitfunktion $e^{j\omega t}$ einzuführen, schreibe man:

$$\cos \omega t = \text{reeller Teil von } e^{j\omega t},$$

$$\sin \omega t = \text{reeller Teil von } -j\, e^{j\omega t}.$$

Auf diese Weise kann man stets mit nur einer Zeitfunktion $e^{j\omega t}$ arbeiten.

3. Die hierdurch erzielte Vereinfachung der Rechnung besteht darin, daß man $e^{j\omega t}$ stets auf beiden Seiten der Gleichung herausklammern und wegheben kann. Die Gleichung enthält dann nur noch die Amplituden. Darin, daß wir statt mit Zeitfunktionen nur noch

mit Zahlenwerten, den Amplituden, zu rechnen brauchen, besteht die Einfachheit der komplexen Rechenmethode.

4. Für $A_0 \cos(\omega t + \varphi)$ schreiben wir $A_0 e^{j(\omega t + \varphi)} = A_0 e^{j\varphi} e^{j\omega} = \mathfrak{A} e^{j\omega t}$. Die komplexe Amplitude $\mathfrak{A} = A_0 e^{j\varphi}$ enthält Amplitude und Phase. Die Worte „reeller Teil" vor der Zeitfunktion läßt man weg.

5. Das Aufzeichnen der komplexen Amplituden in der komplexen Zahlenebene führt zur Vektordarstellung von Schwingungen. Den einfachsten Schwingungsvorgang stellt das Gleitkurbelgetriebe dar. Die Stellung des schwingenden Kolbens ist $x = \mathfrak{r} \cos(\omega t + \varphi)$. Der die komplexe Amplitude $\mathfrak{r} e^{j\varphi}$ darstellende Vektor gleicht der antreibenden Kurbel in ihrer Stellung zur Zeit $t = 0$.

Die Addition zweier Schwingungen (Kurbelbewegungen) geschieht im Vektordiagramm durch geometrisches Zusammensetzen der Vektoren (Kurbeln). Damit erhält man zunächst den Schwingungszustand für $t = 0$. Den zeitlichen Verlauf der Kurbelprojektionen bekommt man nachträglich durch Rotierenlassen des ganzen Bildes.

Die Aufteilung der Aufgabe in die beiden Operationen ist rechnerisch möglich durch die Heraushebbarkeit der Zeitfunktion. Der geometrischen Addition der Kurbeln entspricht die Addition der komplexen Amplituden, dem nachträglichen Rotierenlassen des ganzen Bildes die Multiplikation mit $e^{j\omega t}$.

6. $\frac{d}{dt} A_0 \cos(\omega t + \varphi)$ hat die komplexe Amplitude $j\omega A_0 e^{j\varphi}$;

$\frac{d^2}{dt^2} A_0 \cos(\omega t + \varphi)$ hat die Amplitude $(j\omega)^2 A_0 e^{j\varphi}$;

$\int A_0 \cos(\omega t + \varphi)\, dt$ hat die Amplitude $\frac{1}{j\omega} A_0 e^{j\varphi}$.

7. Die Multiplikation der komplexen Amplitude $A e^{j\varphi}$ mit einem komplexen Zahlenfaktor $\mathfrak{R} = R e^{j\psi}$ ergibt eine Amplitude $A_0 R e^{j(\varphi+\psi)}$. Die Multiplikation bedeutet zweierlei: Die errechnete Schwingung $y = R A_0 e^{j(\varphi+\psi)} e^{j\omega t} = A_0 R \cos(\omega t + \varphi + \psi)$ hat eine Amplitude vom R-fachen Betrage der ursprünglichen und eilt der ursprünglichen Schwingung um den Phasenwinkel ψ voraus, so daß die Gesamtphase $\varphi + \psi$ wird.

Analoges gilt für die Division.

8. In der Vektordarstellung würde die Multiplikation mit $\mathfrak{R}$ den Vektor $\mathfrak{A}$ um das R-fache vergrößern und um den Winkel ψ vorwärts

drehen. Da in der Elektrotechnik die konstanten Faktoren, mit denen die Ströme multipliziert werden, ihrer Natur nach Widerstände sind, spricht man von gerichteten Widerständen.

9. Das Rechnen mit den komplexen Amplituden ist beschränkt auf lineare Beziehungen zwischen der ursprünglichen Amplitude $\mathfrak{A}$ und der berechneten $\mathfrak{B}$.

$$\mathfrak{B} = \mathfrak{R} \cdot \mathfrak{A}.$$

Auf nichtlineare Gesetze (z. B. Leistung $\mathfrak{N} = \mathfrak{U}\mathfrak{J}$, Kraft k einer überanstrengten Feder $= \varepsilon\mathfrak{x} - \varepsilon_1\mathfrak{x}^2$) angewandt, führt das Rechnen mit komplexen Amplituden zu falschen Resultaten.

10. Elektrische Grundformeln.

$\mathfrak{U} = \mathfrak{J}R$, R reeller Ohmscher Widerstand oder Wirkwiderstand.

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{U} &= \mathfrak{J} j\omega L \\ \mathfrak{U} &= \frac{\mathfrak{J}}{j\omega C} \end{aligned}\right\} j\omega L \text{ und } \frac{1}{j\omega C} \text{ sind rein imaginäre Blindwiderstände.}$$

$$\mathfrak{U} = \mathfrak{U}_1 + \mathfrak{U}_2 = R\mathfrak{J} + j\omega L\mathfrak{J} = (R + j\omega L)\mathfrak{J}.$$

Durch Herausheben der Amplitude entstehen komplexe Widerstände.

11. Komplexe Faktoren treten außer beim Differenzieren und Integrieren bei Hysteresis auf. An Stelle von $\mathfrak{B} = \mu\mathfrak{H}$ bei hysteresisfreiem Eisen tritt

$$\mathfrak{B} = \mu e^{j\varphi}\mathfrak{H}.$$

12. Die Phase der komplexen Zahl $\mathfrak{B}/\mathfrak{A}$ gleicht der Phasenverschiebung zwischen zwei Schwingungen mit den Amplituden $\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{B}$. Ist speziell $\mathfrak{B}/\mathfrak{A}$ reell, so sind die beiden Schwingungen phasengleich.

13. Wenn wir gleichzeitige Werte von $x = \mathfrak{A}e^{j\omega t}$ und $y = \mathfrak{B}e^{j\omega t}$ in einem rechtwinkligen Koordinatensystem auftragen, so erhalten wir die als Lissajousfigur bekannte Kurve, welche das Resultat der Elimination von t aus diesen beiden Gleichungen darstellt. Ist $\mathfrak{A}/\mathfrak{B}$ reell, so ist diese Kurve eine Gerade, ist $\mathfrak{A}/\mathfrak{B}$ rein imaginär, so ist sie eine senkrechte Ellipse; ist $\mathfrak{A}/\mathfrak{B}$ komplex, so ist sie eine schräge Ellipse.

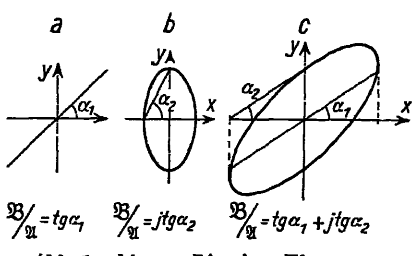


Abb. 1a bis c. Lissajous-Figuren.

14. Eine häufig gebrauchte Formel. Es soll in die Formel für den Widerstand eines Resonanzkreises $\mathfrak{R} = j\omega L + \frac{1}{j\omega C} + R$

die Dämpfung $d = \frac{R}{2L}$ und die Verstimmung $\delta\omega = \omega - \omega_0$ eingeführt werden, wobei $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ die Resonanzfrequenz ist.

$$\Re = j\omega L + \frac{1}{j\omega C} + R = j\omega L - \frac{j\omega}{\omega^2 C} + R = j\omega L\left(1 - \frac{1}{\omega^2 LC}\right)$$

$$+ R = j\omega L\left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right) + R = j\omega L \cdot \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega^2} + R$$

$$= 2L\left(j\frac{\omega^2 - \omega_0^2}{2\omega} + \frac{R}{2L}\right) = 2L\left(j(\omega - \omega_0)\frac{\omega + \omega_0}{2\omega} + d\right)$$

$$= 2L\left(j\delta\omega\frac{\omega + \omega_0}{2\omega} + d\right).$$

Wenn $\delta\omega \ll \omega$, kann man $\frac{\omega + \omega_0}{2\omega} \approx 1$ setzen, und erhält:

$$\Re = 2L(j\delta\omega + d).$$

I. Überblick über die Eigenschaften der Elektronenröhren.

Die Bedeutung der physikalischen Untersuchungen über die Elektronenemission der verschiedenen Glühdrähte, über die Bewegung der Elektronen in den Röhren, die Dimensionierung und Anordnung der Elektroden kann erst verstanden werden, wenn die technische Verwendung der Röhren in ihren wesentlichen Zügen bekannt ist. Es soll daher über die Physik der Röhre nur ein ganz knapp gehaltener Abschnitt vorausgeschickt werden, in dem ich mich auf das Experimentelle und auf qualitative Erläuterungen beschränke.

Dann sollen die technischen Anwendungen besprochen werden. Hierbei wird sich ergeben, wodurch die Leistungsfähigkeit der Röhre begrenzt ist, und an welchen Punkten die Arbeit des Physikers einzusetzen hat, um den Röhrenbau zu verbessern. Erst am Schluß des Buches soll in einem physikalischen Teil über diese Arbeiten berichtet werden.

A. Die Röhre ohne Gitter.

Wir wollen eine Röhre, die nur Heizdraht und Anode enthält, in die Versuchsschaltung (Abb. 2) bringen und die Abhängigkeit des vom Glühdraht zur Anode fließenden Elektronenstromes, des Anodenstromes I_a vom Heizstrom I_h bzw. der Temperatur des Glühdrahtes und von der zwischen Anode und Glühdraht liegenden Spannung, der Anodenspannung, u_a untersuchen. Als Nullpunkt aller Spannungen ist das Potential des **negativen** Endes des Glühdrahtes gewählt. Alle Potentialangaben seien im folgenden auf diesen Nullpunkt bezogen.

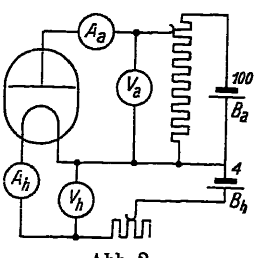


Abb. 2.
Röhrenmeßanordnung.

Die Temperatur kann mit einem Pyrometer, z. B. mit einem Mikropyrometer nach **Götz**, gemessen werden oder aus der Widerstandserhöhung des Glühfadens berechnet werden. Die Amperemeter zur Messung des Anodenstromes A_a, des Heizstromes A_h und die Voltmeter zur Messung der Anodenspannung V_a und der Heizspannung V_h sind eingezeichnet.

Das Resultat unserer Messungen stellen wir in zwei Diagrammen dar: Abb. 3 mit i_a als Ordinate, u_a als Abszisse und dem Heizstrom

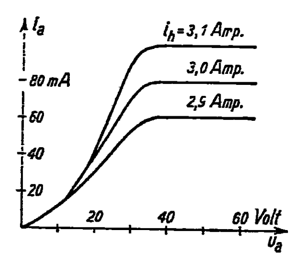


Abb. 3. Anodenstrom—Anodenspannungskurven mit der Temperatur als Parameter.

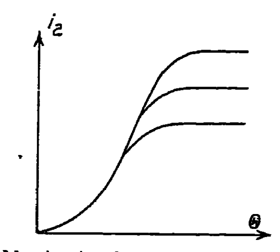


Abb. 4. Anodenstrom—Temperaturkurven mit der Anodenspannung als Parameter.

als Parameter, Abb. 4[1]) mit i_a als Ordinate, der Temperatur Θ des Glühfadens als Abszisse und u_a als Parameter.

Die Versuche zeigen:

---

[1]) Abb. 4 ist einem Vortrag von **Eccles** im Jahrbuch der Marconigesellschaft entnommen.

1. und 2. Unipolare Leitung.

1. Bei kaltem Glühdraht geht kein Strom durch die Röhre, soweit man auch die Anodenspannung steigert.

2. Bei negativen Anodenspannungen geht ebenfalls kein Strom durch die Röhre, so stark man auch den Faden heizt.

Hieraus ist zu schließen: Die Elektrizitätsleitung geschieht lediglich durch die vom glühenden Draht ausgesandten Elektronen. Die Röhre ist so hoch evakuiert, daß eine Leitung durch Ionen der Gasreste nicht bemerkbar ist (unipolare Leitung).

3. Der Sättigungsstrom.

Wenn die Anodenspannung eine bestimmte Höhe erreicht hat, so steigt der Anodenstrom mit wachsender Anodenspannung nicht weiter. Es ist „Sättigungsstrom" erreicht (Genaueres siehe physikalischer Teil, S. 173, 180, 195, 221, 226, 230, 233, 237).

4. Die Richardsonsche Gleichung.

Der Sättigungsstrom steigt mit der Temperatur des Glühfadens. Die Elektronenemission ist mit der Entwicklung von Wasserdampf aus einem nassen, erhitzten Schwamme vergleichbar, dem neues Wasser dauernd von einer Pumpe, im Falle der Röhre von der Anodenbatterie, zugeführt wird[1]). In derselben Weise, in der man in der Thermodynamik die Verdampfung einer Flüssigkeit berechnet, kann man auch die Elektronenemission als Verdampfung der Elektronen aus dem Glühdrahte behandeln. Man gelangt durch thermodynamische Überlegungen (siehe Abschnitt V: Physik der Röhre) zu der Richardsonschen Formel:

$$\dot{I}_s = q_0 \mathfrak{C} \Theta^2 e^{-\frac{\varepsilon \Phi}{K \Theta}},$$

wobei q_0 die Glühdrahtoberfläche, $\mathfrak{C}$ eine quantentheoretisch zu $60{,}2 \frac{\text{Amp}}{(\text{cm grad})^2}$ berechenbare Konstante, $\varepsilon = 4{,}77 \cdot 10^{-10}$ elst. cgs die Ladung eines Elektrons, $K = 1{,}36 \cdot 10^{-16}$ erg/grad die molekulare Gaskonstante, Θ die absolute Temperatur und Φ die Austrittsarbeit pro Ladungseinheit in elektrostatischen Spannungseinheiten ist.

[1]) Der Vergleich mit einer Flüssigkeit ist nur der Anschaulichkeit wegen herangezogen. Der wirkliche Mechanismus der Elektronenemission ist noch unbekannt. Spezielle Schlüsse aus der Vorstellung der Verdampfung einer Elektronenflüssigkeit zu ziehen, ist zurzeit noch unmöglich.

5. Die Anlaufkurve.

Der Anodenstrom beginnt bei schwach negativer Anodenspannung in geringem Maße zu fließen. Es liegt das daran, daß die austretenden Elektronen, ebenso wie die Moleküle eines Dampfes, eine nach dem Maxwellschen Gesetze verteilte Temperaturgeschwindigkeit haben und je nach der Größe dieser Geschwindigkeit gegen negative, sie auf den Glühdraht zurücktreibende Spannungen anlaufen können. Die Abhängigkeit des Anodenstromes von der Spannung u_a wird im Gebiet negativer Spannungen durch die Formel

$$I_a = I_s e^{-\frac{\varepsilon u_a}{K\Theta}}$$

dargestellt. Die Formel ist im physikalischen Teile abgeleitet.

6. Die Raumladung.

Man sollte erwarten, daß in einer Röhre mit Glühdraht und Anode sich der Sättigungsstrom

$$I_s = q_0 \varrho \bar{v}$$

einstellte, sobald das Anodenpotential positiv ist, d. h. sobald zwischen Glühdraht und Anode eine Batterie so gelegt ist, daß die Anode +, der Glühdraht — geladen ist. Denn dann — so wird man zunächst annehmen — entsteht zwischen Glühdraht und Anode ein elektrostatisches Feld, das die Elektronen, die den Glühdraht mit der Oberfläche q_0, mit der mittleren Temperaturgeschwindigkeit $\bar{v}$ und mit der aus der Verdampfungsformel berechneten Dichte ϱ verlassen, alle beschleunigt zur Kathode wegführt.

Im Gegensatz zu dieser Annahme beobachtet man aber, daß der Sättigungsstrom erst bei ziemlich hohen Anodenspannungen erreicht wird. Bei Senderröhren ist diese Spannung in der Größenordnung von 100 Volt. Dieser experimentelle Befund ist nur durch Kräfte zu erklären, die der elektrostatischen Anziehung der positiven Ladung auf der Anode entgegenwirken. Diese Kräfte rühren von den Elektronen selbst her, die als dichte, negativ geladene Elektronenwolke, als sogenannte Raumladung vom Glühdraht zur Anode wandern. Diese wandernde Raumladung schirmt nicht nur die von der positiv geladenen Anode kommenden Kraftlinien vom Glühdraht ab, sondern bremst außerdem noch die mit Temperaturgeschwindigkeit (im Mittel $\bar{v}$)

den Glühdraht verlassenden Elektronen ab. Um die Abhängigkeit des Elektronenstromes von der Raumladung kennenzulernen, müssen wir also diese Raumladung studieren.

Man hat sich von der nach der Anode hin wandernden Raumladungswolke und ihren elektrischen Wirkungen folgende Vorstellung gebildet:

Die von der Anode ausgehenden Kraftlinien gelangen nicht bis zur Glühdrahtoberfläche, sondern endigen in der Raumladung (siehe Abb. 5). An der Kathodenoberfläche selbst herrscht ein negatives Feld, d. h. ein Feld, das die Elektronen auf den Glühdraht zurücktreibt. Das Potential φ sinkt zunächst von der Kathode aus, durchläuft dann ein Minimum (Potentialminimum, Abb. 5) und steigt dann bis zum Werte u_a des Anodenpotentials an. Zur Anode gelangt nur der Teil der Elektronen, deren Temperaturgeschwindigkeit genügt, um gegen das Potentialminimum anzulaufen.

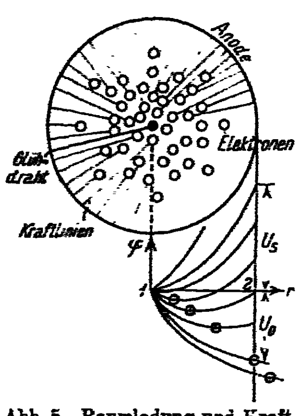


Abb. 5. Raumladung und Kraftlinien. 1. Ort des Glühdrahtes. 2. Ort der Anode.

Ist U_s erreicht, so ist das Potentialminimum auf die Glühdrahtoberfläche gelangt. Alle, auch die langsamsten Elektronen können den Glühdraht verlassen, es fließt der Sättigungsstrom.

Ist U_0 erreicht, so ist das Potentialminimum auf die Anode gewandert. Die Anodenspannung ist die höchste Gegenspannung, die überwunden werden muß. In der Formel für die Anlaufkurve

$$I = I_s e^{-\frac{\varepsilon \varphi \min}{K\Theta}}$$

kann man u_a für $\varphi_{\min}$ einsetzen.

Steigert man die Anodenspannung, so geschieht zweierlei: die Zahl der von der Anode ausgehenden Kraftlinien wird erhöht, das positive Feld erstreckt sich weiter auf den Glühdraht zu, das Potentialminimum rückt nach der Kathode, der Minimalwert wird seinem absoluten Werte nach kleiner. Es können auch Elektronen mit geringerer Geschwindigkeit das Potentialminimum durchlaufen. Dem höheren Anodenstrom entsprechend würde hierdurch die Raumladungsdichte steigen.

Zweitens werden in dem Gebiet zwischen Potentialminimum und Anode die Elektronen größere Geschwindigkeiten erhalten. Sie halten sich weniger lange auf ihrem Wege durch das Vakuum auf, die Raumladungsdichte und ihre kraftlinienabschirmende Wirkung sinkt. Quantitativ lassen sich die Verhältnisse erst durch die im physikalischen Teil mitgeteilten Berechnungen übersehen.

Steigert man u_a weiter, bis zur sogenannten Sättigungsspannung U_s (s. Abb. 5), so rückt das Potentialminimum bis zur Kathode; die Elektronen gelangen sofort bei ihrem Austritt in ein positives Feld; sie werden alle, auch die langsamsten, zur Anode geführt. Es fließt der Sättigungsstrom. Raumladung ist dann immer noch vorhanden und der Verlauf des Potentials in der Nähe des Glühfadens immer noch wesentlich von deren Raumladung bedingt.

Die Stromstärke ist immer durch die Formel

$$I = I_s e^{\frac{\varepsilon \varphi_{\min}}{K \Theta}}$$

bestimmt, wobei $\varphi_{\min}$ der Wert des Potentialminimums ist.

Um die wichtigen Vorstellungen von der Raumladung recht zu veranschaulichen, deuten wir in üblicher Weise das Potential als Druckhöhe. Für die negativen Elektronen wird das Potentialminimum dann ein Berg, über den sie mit ihrer Temperaturgeschwindigkeit herüberrollen müssen. Vergleichen wir die Elektronen mit Sandkörnern, den Glühdraht mit einem Bagger, der Sand auswirft, die Anode mit einer mehr oder weniger tief liegenden Abfuhrstelle. Der Sandberg entspricht dann der Raumladung, seine Höhe dem Potentialminimum $\varphi_{\min}$. Je höher $\varphi_{\min}$, um so mehr Sand rollt zurück, nur die Körner mit der größten Geschwindigkeit rollen herüber. Je niedriger die Abfuhrstelle (je höher das Anodenpotential), um so niedriger wird auch der Sandberg. Liegt die Abfuhrstelle so tief, daß sich kein Sandberg mehr halten kann, so rollen keine Körner mehr zum Bagger zurück; alles, was der Bagger schaffen kann, rollt zur Abfuhrstelle; es fließt der Sättigungsstrom.

Erteilt man der Anode negative Spannungen, so rückt das Potentialminimum bis zur Anode und über die Anode hinaus in die analytische Fortsetzung der Potentialkurve. Erst wenn es über die Anode hinausgerückt ist, begrenzt die Anodenspannung den Strom. Erst unterhalb

einer Grenzspannung U_0 (Abb. 5) darf in der Formel für den Anlaufstrom u_a für φ_{min} gesetzt werden.

Auf Grund des entworfenen Bildes hat Langmuir folgende Formeln für die Abhängigkeit des Anodenstromes von der Anodenspannung aufgestellt:

$$i_a = \frac{2}{9}\sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}}\,\frac{l}{r}\,u_a^{3/2} = 1{,}465 \cdot 10^{-5}\,\frac{l}{r}\,u_a^{3/2}$$

für zylindrische Röhren (Abb. 6).

$$i_a = \frac{1}{9\pi}\sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}}\,\frac{q_0}{r^2}\,u_a^{3/2}$$

für ebene Anordnungen (Abb. 7).

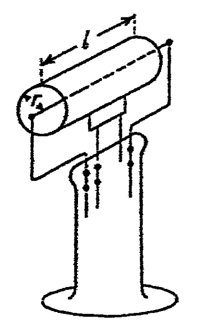



Abb. 6.
Zylindrische Anordnung.

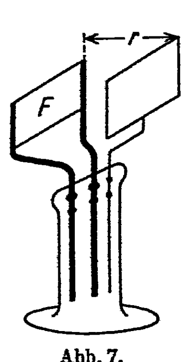


Abb. 7.
Ebene Anordnung.

Die Ableitung dieser Formeln befindet sich ebenfalls im physikalischen Abschnitt.

B. Die Röhre mit Gitter.

Die Röhre soll als rein elektrisch gesteuertes Relais ausgebildet werden. Zu diesem Zwecke muß eine dritte Elektrode eingebaut werden, die als Steuerelektrode arbeitet. Wie ist die Arbeitsweise dieser Elektrode zu denken, wie ist sie zu gestalten und an welcher Stelle der Röhre ist sie einzubauen?

1. Steuerung durch eine dritte Elektrode.

Im Abschnitt A wurde festgestellt: Der Emissionsstrom hängt von der Höhe des Potentialminimums ab, das sich infolge der Raum-

ladung ausbildet. Die Raumladung hängt wieder davon ab, wie rasch die Spannung von der Anode zur Kathode zu ansteigt oder wie hoch die Feldstärke in der Nähe der Kathode ist. Es muß also möglich sein, durch eine dritte Elektrode in der Nähe des Glühdrahtes dieses Feld im wesentlichen zu bestimmen.

2. Die Bedingung für eine reine Relaiswirkung.

Beim Entwurf dieser Steuerelektrode ist auf folgende Überlegung Rücksicht zu nehmen: Die Röhre soll als Relais ausgebildet werden. Ein ideales Relais darf aber zum Steuern des Stromes keine Leistung verbrauchen. Letztere ist bekanntlich durch das Produkt $U \cdot J$ gegeben, wobei U die Steuerelektrodenspannung, J der Steuerelektrodenstrom ist. Die Spannung kann nicht Null sein, mit ihrer Hilfe soll ja gerade gesteuert werden. Also muß der Steuerstrom Null werden. Das bedingt aber, daß die Steuerelektrode so stark negativ ist, daß praktisch keine Elektronen mehr auf sie herauffliegen können.

Wie ist nun diese Steuerelektrode zu gestalten und in die Röhre einzubauen? Sie wird um so stärker wirken, je näher sie dem Glüh-

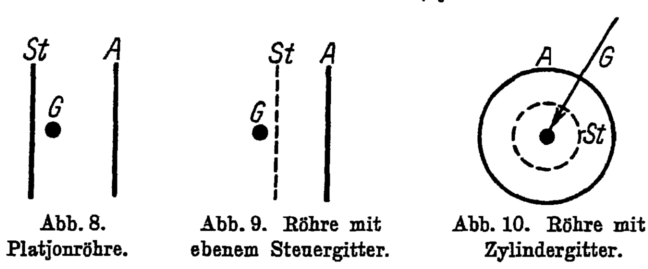


Abb. 8. Platjonröhre. Abb. 9. Röhre mit ebenem Steuergitter. Abb. 10. Röhre mit Zylindergitter.

draht sitzt. Bei ebenen Anordnungen haben wir somit zwei Möglichkeiten: zwischen Glühdraht und Anodenplatte und außerhalb des Glühdrahtes und der Anode (Abb. 8). Bei zylindrischen Anordnungen ist nur die erstere möglich. In den Abb. 9 und 10 müssen die Steuerelektroden als Gitter ausgebildet werden, da die Elektronen durch sie hindurchfliegen müssen.

3. Wirkungsweise des Gitters. Der Durchgriff.

a) Theoretische Überlegungen.

Die meisten der von der Anode kommenden Kraftlinien werden auf dem negativen Gitter endigen, einige aber zwischen den Maschen

des Gitters hindurch bis in die Raumladung reichen. Gitter und Anode zusammen werden in die Raumladung ebenso eine Anzahl Kraftlinien entsenden wie ein auf eine geeignete Spannung geladener, das Gitter ausfüllender Metallzylinder. Diese Spannung wollen wir mit Steuerspannung bezeichnen. Da in größerer Entfernung vom Glühdraht die Raumladung sehr dünn ist, können wir zur Berechnung dieser Steuerspannung die für den ladungsfreien Raum gültigen Gleichungen des elektrischen Feldes benutzen. Diese sind aber linear. Das berechtigt zu der Vermutung, daß sich die Steuerspannung u_{st} aus der Gitter- und Anodenspannung linear zusammensetzen wird. Wir erhalten dann den Ansatz:

$$u_{st} = \alpha u_g + \beta u_a = \alpha\left(u_g + \frac{\beta}{\alpha} u_a\right) = \alpha (u_g + D u_a).$$

Das Verhältnis $\frac{\beta}{\alpha} = D$ wird um so kleiner, je feinmaschiger das Gitter ist, je weniger Kraftlinien durch das Gitter hindurchgreifen. D wurde daher von Barkhausen „Durchgriff" genannt. Die Steuerspannung ist nun in der Langmuirschen Formel an Stelle von u_a einzusetzen, wenn man mit Gitterröhren arbeitet. Man erhält für den Anodenstrom:

$$i_a = f(u_g + D u_a) = 1{,}465 \cdot 10^{-5}\, \alpha^{3/2} (u_g + D u_a)^{3/2} \text{ Ampere.}$$

Für engmaschige Gitter ist α nahezu 1, so daß wir

$$i_a = 1{,}465 \cdot 10^{-5} \cdot (u_g + D u_a)^{3/2}$$

(erste Barkhausensche Röhrenformel)

schreiben können. ($\alpha \neq 1$, siehe „Anodenschutznetzröhren" im physikalischen Teile.)

b) Phänomenologische Überlegungen.

Die Barkhausensche Röhrenformel läßt sich auch phänomenologisch aus der experimentellen Aufnahme der Abhängigkeit des Anodenstromes von u_g und u_a ableiten. Wir arbeiten mit der Röhre in der Versuchsanordnung Abb. 11. Vor das Gittervoltmeter ist ein Stromwender gelegt, um positive und negative Gitterspannungen ablesen zu können. Das Resultat unserer Messungen tragen wir in einem Diagramm 12 auf. Als Abszissen wählen wir die Gitterspannung u_g, als Ordinaten den Anodenstrom i_a und als Parameter die Anoden-

spannung u_a. Wir erhalten eine Schar paralleler Kurven, die gleiche Abstände haben, wenn man die Anodenspannung um gleiche Beträge steigert. Abb. 12 zeigt, daß man den gleichen Anodenstrom erhält, wenn man u_a um 20 Volt steigert und dafür u_g um 1,2 Volt erniedrigt. Oder der Anodenstrom bleibt im Beispiel der Abb. 12 konstant, wenn man $u_g + \frac{1,2}{20} u_a$ konstant hält, oder der Anodenstrom hängt nur von der Kombination $u_g + \frac{1,2}{20} u_a$ oder $u_g + 0{,}06\, u_a$ ab. $u_g + 0{,}06\, u_a$, seiner Natur nach ebenfalls eine Spannung, stellt also den Spannungswert dar, der den Anodenstrom eindeutig bestimmt, der ihn „steuert".

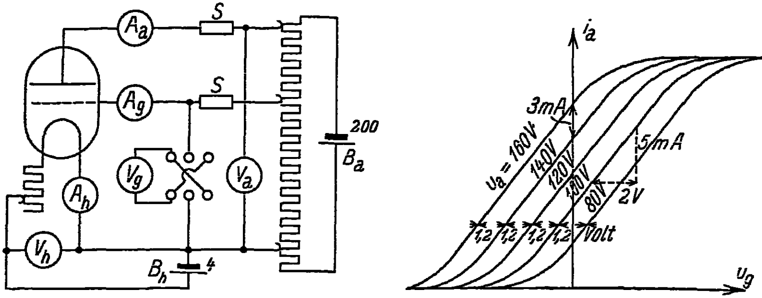


Abb. 11. Röhrenmeßbrett. S = Sicherung. Abb. 12. Anodenkennlinien.

Wir bezeichneten ihn mit Barkhausen mit Steuerspannung und gelangen so rein experimentell zu der Gesetzmäßigkeit:

$$i_a = f(u_{st}) = f(u_g + D\, u_a),$$

die wir unter Punkt α theoretisch ableiteten. D ist in unserem Beispiel 0,06 oder 6 %.

4. Nomenklatur.

Die Einzelkurve $i_a = f(u_{st})$ nennt man Charakteristik, die Kurvenschar $i_a = f(u_g + D\, u_a)$ mit dem Parameter u_a Anodenkennlinien.

5. Die Steilheit S.

Die Steuerwirkung des Gitters, d. h. die Änderung des Anodenstromes i_a mit der Gitterspannung u_g ist um so besser, je steiler die Charakteristik ansteigt. Die Steilheit

$$S = \frac{d\, i_a}{d\, u_{st}}$$

ist ein wichtiges Charakteristikum der Röhre. S verändert sich mit i_a bzw. u_{st} (auch der Gitterstrom setzt die Steilheit herab, darüber siehe Gitterstrom, negative Gittervorspannung bei Verstärkern, Berechnung einer Endverstärkerröhre). S ist in der Mitte der Charakteristik am größten. Im Gebiet negativer Steuerspannungen und im Sättigungsgebiet ist $S = 0$. In Katalogen gibt man meist die maximale Steilheit an. Da $u_{st} = u_g + D\,u_a$, kann man für S auch schreiben:

$$S = \left(\frac{\partial i_a}{\partial u_g}\right)_{u_a = \text{const}} \quad \text{und} \quad S = D\left(\frac{\partial i_a}{\partial u_a}\right)_{u_g = \text{const}}.$$

6. Der innere Widerstand.

Wenn man die Gitterspannung konstant hält und die Anodenspannung ändert, so ändert sich, wenigstens solange man sich auf dem geraden Teile der Charakteristik befindet, i_a genau so, als wenn die Röhre ein Ohmscher Widerstand wäre, dessen Größe mit R_i bezeichnet sei.

$$R_i = \left(\frac{\partial u_a}{\partial i_a}\right)_{u_g = \text{const}}.$$

R_i nennt man den inneren Widerstand der Röhre.

7. Die zweite Barkhausensche Röhrenformel.

Stellt man die Abhängigkeit des Anodenstromes i_a von den Spannungen u_g und u_a in einem räumlichen rechtwinkligen Koordinatensystem dar, so erhält man eine Fläche. In Abb. 13 ist ein sehr kleines Stück dieser Fläche dargestellt. Aus dieser Figur liest man für die partiellen Differentialquotienten folgende Werte ab:

$$S = \left(\frac{\partial i_a}{\partial u_g}\right)_{u_a = \text{const}} = \frac{1}{D}\left(\frac{\partial i_a}{\partial u_a}\right)_{u_g = \text{const}} = \frac{\delta i_a}{\delta u_g},$$

$$D = \left(\frac{\partial u_g}{\partial u_a}\right)_{i_a = \text{const}} = \frac{\delta u_g}{\delta u_a}, \quad R_i = \left(\frac{\partial u_a}{\partial i_a}\right)_{u_g = \text{const}} = \frac{\delta u_a}{\delta i_a}.$$

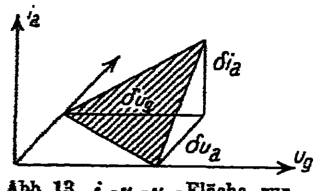


Abb. 13. i_a-u_g-u_a-Fläche zur Erläuterung von $S\,D\,R_i = 1$.

Die drei für die Röhre charakteristischen Größen D, S, R_i sind dann durch folgende einfache Beziehung verbunden:

$$S \cdot D \cdot R_i = \frac{\delta i_a}{\delta u_g} \cdot \frac{\delta u_g}{\delta u_a} \cdot \frac{\delta u_a}{\delta i_a} = 1$$

(zweite Barkhausensche Röhrenformel).

Dabei ist D eine vom Betriebszustand unabhängige Größe. S wird am kleinsten und R_i am größten für negative Steuerspannungen und für die Sättigung, S am größten und R_i am kleinsten für die Mitte der Charakteristik.

8. Messung von S, D, R_i.

a) Durch Aufnahme der Kennlinien.

Aus der Kennlinienschar (Abb. 12) entnehmen wir:

$$\left.\begin{array}{l} 1.\ S = \dfrac{5\,\text{mA}}{2\,\text{V}} = 2{,}5\,\text{mS (Millisiemens)}, \\ 2.\ D = \dfrac{1{,}2\,\text{V}}{20\,\text{V}} = 0{,}06 = 6\,\%, \\ 3.\ R_i = \dfrac{20\,\text{V}}{3\,\text{mA}} = 6666\,\Omega, \end{array}\right\} \begin{array}{l} S D R_i = 0{,}0025 \,.\, 0{,}06 \\ \quad .\, 6666 = 1. \end{array}$$

b) Bestimmung des Durchgriffes mit Wechselstrom (Abb. 14).

Man schiebe den Schieber S so lange, bis das Telephon schweigt. Das ist ein Zeichen dafür, daß $\mathfrak{J}_a = 0$, und infolgedessen auch $\mathfrak{U}_{st} = 0$ ist. Aus $\mathfrak{U}_{st} = 0$ folgt aber:

$$\mathfrak{U}_g - D\,\mathfrak{U}_a = 0, \quad D = \frac{\mathfrak{U}_g}{\mathfrak{U}_a}.$$

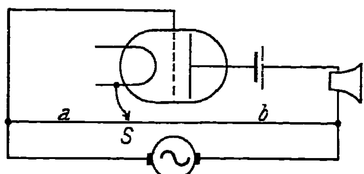


Abb. 14. Messung des Durchgriffes mit Wechselstrom.

Wenn mit w_s der Widerstand von 1 cm Brückendraht bezeichnet wird, so ist

$$\mathfrak{U}_g = \mathfrak{J}\,a\,w_s, \quad \mathfrak{U}_a = \mathfrak{J}\,b\,w_s, \quad D = \frac{\mathfrak{U}_g}{\mathfrak{U}_a} = \frac{a\,\mathfrak{J}\,w_s}{b\,\mathfrak{J}\,w_s} = \frac{a}{b}.$$

9. Der Gitterstrom.

Wenn das Gitter positiv wird, so beginnt ein Gitterstrom zu fließen. Auch dieser hängt von u_a und u_g ab, so daß wir die Kennlinienschar Abb. 15, die Gitterkennlinien, erhalten. Über den Verlauf der Gitterkennlinien kann man nur zwei qualitative Aussagen machen: Sie steigen zunächst ziemlich rasch bis zu einem Bruchteil des Anodenstromes an, der etwa dem durch den Schatten der Gitterdrähte be-

deckten Teil der Anode entspricht. Dann bleibt i_g konstant, bis die Gitterspannung die Anodenspannung erreicht hat, und der Raum zwischen Gitter und Anode feldfrei geworden ist. Steigt e_g weiter, so kehrt das elektrische Feld zwischen Gitter und Anode seine Richtung um, und treibt die Elektronen zum Gitter zurück. Hierdurch steigt der Gitterstrom rasch bis zum Sättigungsstrom.

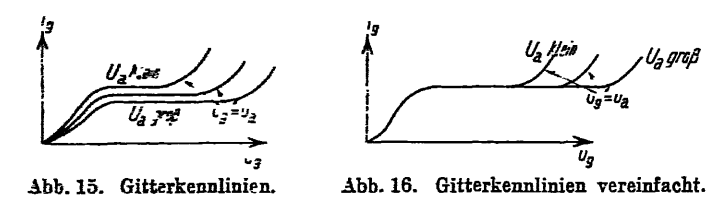


Abb. 15. Gitterkennlinien. Abb. 16. Gitterkennlinien vereinfacht.

Beeinflußt wird die Form der Gitterkennlinie durch Sekundärelektronen (siehe Abschnitt über Sekundärelektronen im physikalischen Teil).

Der Anodenstrom ist durch Abzug des Gitterstromes vom Emissionsstrom zu berechnen. Das sogenannte Übersteuern der Röhren tritt dann ein, wenn die Amplitude der Gitterspannung so groß wird, daß der Gitterstrom den Anodenstrom schwächt.

Nomenklatur. Die Kurvenscharen Abb. 12 und 15 nennt man Kennlinien (Anoden- und Gitterkennlinien), die Einzelkurve Charakteristik der Röhre.

II. Der Verstärker.

In der Röhre besitzen wir einen Apparat zur Steuerung elektrischer Ströme, der die drei hervorragenden Eigenschaften besitzt, die zur Lösung des alten Problems, Telephonströme zu verstärken, nötig sind: die Trägheitslosigkeit, vollkommene Relaiswirkung, d. h. Steuerung ohne Energieaufwand [1]), funkenloser Gang.

Ein- und mehrstufige Verstärker lassen sich mit der Röhre in einfacher Weise aufbauen. Für Niederfrequenz benutzt man Widerstandsverstärker und Transformatorenverstärker (Abb. 17 und 18), für Hochfrequenz benutzt man neben Widerständen auch abgestimmte

---

[1]) Vgl. S. 11, Zeile 14. Wenn das Gitter dauernd negativ ist, fließt kein Strom auf das Gitter.

Schwingdrosseln als Kopplungsglieder (Abb. 19). Für Tonfrequenz am gebräuchlichsten und theoretisch am einfachsten ist der Widerstandsverstärker. Die Gitterspannung mit der Amplitude $\mathfrak{U}_g$ steuert zusammen mit der Anodenspannung $\mathfrak{U}_a = \mathfrak{J}_a \mathfrak{R}_a$ den Anodenstrom,

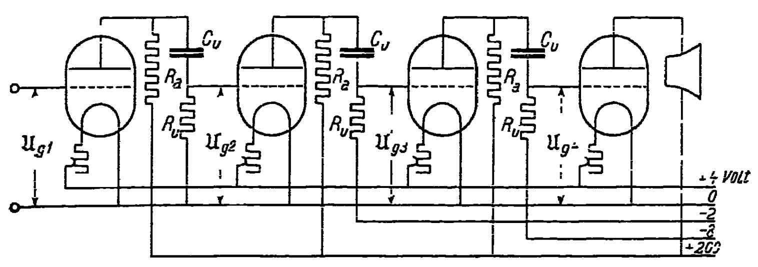


Abb. 17. Widerstandsverstärker.

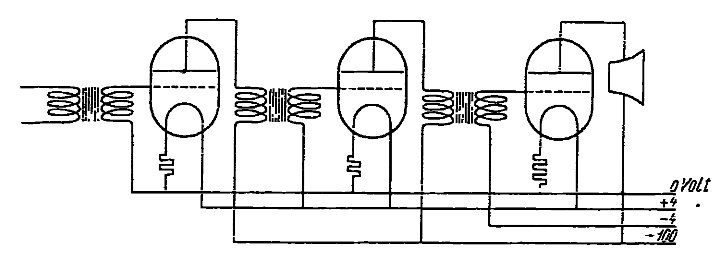


Abb. 18. Transformatorenverstärker.

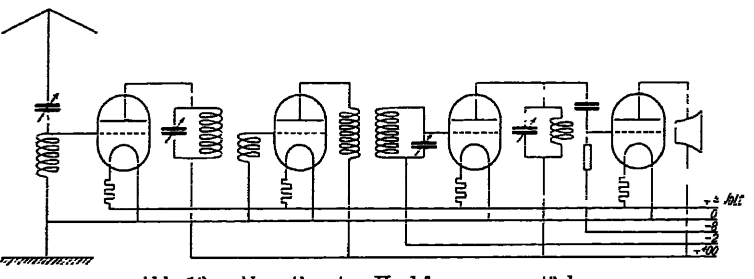


Abb. 19. Abgestimmter Hochfrequenzverstärker.

der sich aus einem Gleichstromanteil I_a und einem Wechselstromanteil mit der Amplitude $\mathfrak{J}_a$ zusammensetzt. Dieser durchfließt den Anodenwiderstand $\mathfrak{R}_a$ und erregt dort einen Spannungsabfall, dessen Wechselstromanteil die Amplitude $\mathfrak{U}_a$ hat. Dieser wird über den Kondensator $C_{\ddot{u}}$, der die Gleichspannung abschirmt, an das Gitter der nächsten

Röhre gelegt. Ist $C_ü$ groß, gilt angenähert $\mathfrak{U}_{g_2} = \mathfrak{U}_a$. Das Verstärkungsverhältnis einer Verstärkerstufe ist dann

$$V = \frac{\mathfrak{U}_{g_2}}{\mathfrak{U}_{g_1}}.$$

Sind n Verstärkerstufen hintereinandergeschaltet, so erhalten wir als resultierende Verstärkung V_r:

$$V_r = V^n.$$

Um eine Theorie des Widerstandsverstärkers zu entwickeln, sind zunächst zwei Punkte zu besprechen. 1. Die Abhängigkeit der Anodenstromamplitude von der Gitterspannung $\mathfrak{U}_{g_1}$, SD der Röhre und 2. die Größe des Widerstandes $\mathfrak{R}_a$, der sich aus dem Anodenwiderstand R_a, der Kapazität der Röhre, dem Widerstand der Elektronenstrecke Kathode—Gitter der zweiten Röhre, dem Gitterableitungswiderstand und dem Kondensator $C_ü$ zusammensetzt.

1. Die Arbeitskurve.

Wenn der Anodenstrom um δi_a ansteigt, so wird die Anodenspannung und $R_a \delta i_a$ sinken. Beim Arbeiten der Röhre auf einem äußeren Widerstand wird daher der Anodenstrom-Gitterspannungspunkt m nicht mehr auf einer Kennlinie bleiben, sondern quer durch das Kennlinienfeld laufen (Abb. 20). Steigt i_a, so wird er nach rechts auf Kennlinien für niedrigere Anodenspannungen übergehen, sinkt i_a, nach links auf Kennlinien für höhere Anodenspannungen. m wird die schräge Kurve AB (Abb. 20) beschreiben, wenn die Gitterspannung u_g um den Mittelwert U_g mit Amplitude $\mathfrak{U}_g$ nach rechts und links schwankt. M sei als Schwingungsmittelpunkt, die Kurve AB als Arbeitskurve bezeichnet. Die Arbeitskurve wird um so weniger steil verlaufen, je größer der äußere Widerstand R_a (und mit ihm $\mathfrak{U}_a$) und je größer der Durchgriff D ist.

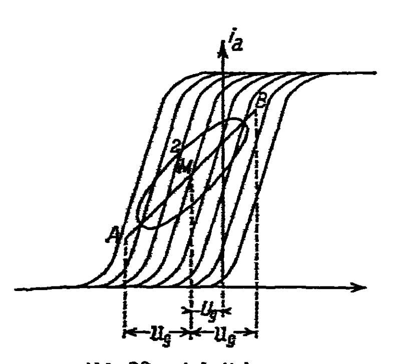


Abb. 20. Arbeitskurven.

Wir betrachten im folgenden kleine Spannungs- und Stromschwankungen. In der Formel für i_a:

$$i_g = I_a + J_{a0} \cos \omega t = f\left(U_g + \mathfrak{U}_{g0} \cos \omega t + D\left(U_a + \mathfrak{U}_{a0} \cos \omega t\right)\right)$$

sind die $\cos \omega t$ proportionalen Glieder klein gegen die Hauptglieder I_a, U_g, U_a. Wir können daher die Funktion f in eine Reihe entwickeln und die Entwicklung beim ersten Gliede abbrechen:

$$i_a = f(U_g + D\,U_a) + \frac{d f}{d u_{st}}(U_{g0} \cos \omega t + D\,U_{a0} \cos \omega t),$$

oder da ja $\frac{d f}{d u_{st}}$ die Steilheit der Charakteristik an der Stelle U_g, U_a, d. h. im Schwingungspunkt M (Abb. 20) ist, gilt für den Wechselstromanteil:

$$J_{a_0} \cos(\omega t + \varphi) = S\,U_{g_0} \cos \omega t + D\,U_{a_0} \cos(\omega t + \psi).$$

Die auf der vorigen Seite noch nicht berücksichtigten Phasenverschiebungen φ und ψ sind eingefügt für den Fall, daß u_g und u_a nicht gleichphasig schwingen.

Wenn $\mathfrak{U}_g$, $\mathfrak{U}_a$, $\mathfrak{J}_a$ die komplexen Amplituden bedeuten:

$$\mathfrak{U}_g = U_{g_0}, \quad \mathfrak{U}_a = U_{a_0} e^{j\psi}, \quad \mathfrak{J}_a = J_{a_0} e^{j\varphi}, \quad j = \sqrt{-1},$$

so erhalten wir für die Amplituden die Beziehung

$$\mathfrak{J}_a = S(\mathfrak{U}_a + D\,\mathfrak{U}_a),$$

gültig für kleine Amplituden, wobei S nach Langmuir:

$$S = \frac{3}{2} \cdot 1{,}465 \cdot 10^{-5} \frac{l}{r} U_{st}^{1/2}.$$

Nun können wir für $\mathfrak{U}_a$ seinen Wert einsetzen:

$$\mathfrak{U}_a = -R_a \mathfrak{J}_a. \quad \text{(Minuszeichen, da Spannungsabfall!)}$$

$$\mathfrak{J}_a = S(\mathfrak{U}_g - D\,\mathfrak{J}_a R_a), \quad \mathfrak{J}_a(1 + S D R_a) = S\,\mathfrak{U}_g,$$

$$\mathfrak{J}_a = \frac{S}{1 + S D R_a} \cdot \mathfrak{U}_g \quad \text{oder} \quad \mathfrak{J}_a = \frac{S}{1 + \frac{R_a}{R_i}} \cdot \mathfrak{U}_g,$$

wenn man $S D = \frac{1}{R_i}$ einsetzt; $S_A = \frac{S}{1 + \frac{R_a}{R_i}}$ ist die Steilheit der Arbeitskurve.

Diese Steilheit ist reell, die Arbeitskurve eine Gerade, wenn R_a reell (ein Ohmscher Widerstand) ist. Wird die Röhre durch einen induktiven Widerstand (R_a imaginär) oder durch einen gemischten

Widerstand (z. B. Drossel mit Widerstand in Serie, Widerstand und Kondensator nebeneinandergeschaltet) belastet, so wird die Arbeitskurve nach einer Vorbemerkung über das Rechnen mit $e^{i\omega t}$ (Punkt 13) eine Ellipse. Diese Ellipsen lassen sich in der Vorlesung sehr schön mit der Braunschen Röhre, der Umlaufssinn mit dem rotierenden Spiegel zeigen.

Erweitert man die Formel für S_A im Zähler und Nenner mit $R_i = \frac{1}{SD}$, so erhält man

$$S_A = \frac{SR_i}{R_i + R_a} = \frac{1}{D}\,\frac{1}{R_i + R_a}, \quad \mathfrak{J}_a = \frac{\mathfrak{U}_g}{D}\,\frac{1}{R_i + R_a}.$$

Hiernach läßt sich die Röhre als Wechselstromgenerator mit der EMK $\frac{\mathfrak{U}_g}{D}$ und dem inneren Widerstand R_i auffassen (Schottky).

2. Das Verstärkungsverhältnis beim Widerstandsverstärker.

$\mathfrak{U}_{g2}$ sei gleich $\mathfrak{U}_a$ angenommen, was in guter Annäherung gilt. Da $\mathfrak{U}_a = -\mathfrak{R}_a \mathfrak{J}_a$, erhalten wir:

$$\mathfrak{U}_{g2} = \mathfrak{U}_a = \frac{\mathfrak{R}_a \mathfrak{U}_{g1}}{D} \cdot \frac{-1}{\mathfrak{R}_a + R_i} = \frac{-\mathfrak{U}_{g1}}{D + \frac{D R_i}{\mathfrak{R}_a}} = \frac{-\mathfrak{U}_{g1}}{D + \frac{1}{S\mathfrak{R}_a}}$$

oder

$$V = \frac{|\mathfrak{U}_{g2}|}{|\mathfrak{U}_{g1}|} = \frac{1}{D + \frac{1}{S\mathfrak{R}_a}}.$$

Diese Formel vereinfacht sich für sehr hohe $\mathfrak{R}_a$-Werte $\left(\frac{1}{S\mathfrak{R}_a} \ll D\right)$ zu $V = \frac{1}{D}$. Daher nennt der Amerikaner $g = \frac{1}{D}$ den amplification factor. Für kleine $\mathfrak{R}_a$-Werte ($S_A = S$) vereinfacht sich die Formel zu $V = S\mathfrak{R}_a$.

3. Der Belastungswiderstand.

$\mathfrak{R}_a$ ist der Kombinationswiderstand der Stromverzweigung der Abb. 21. Hierbei ist C_{ak} die zwischen Anode und Glühdraht der ersten Röhre liegende Kapazität, C_{sch} die scheinbar zwischen Gitter und Glühdraht der zweiten Röhre liegende Kapazität und R_g der Widerstand der Elektronenstrecke der zweiten Röhre.

a) Bemessung von R_a.

Wenn die Stufe überhaupt verstärken soll, $\left(V = \frac{\mathfrak{U}_{g2}}{\mathfrak{U}_{g1}} > 1\right)$ werden soll, so muß $\mathfrak{R}_a$ und damit R_a wenigstens größer als $1/S$ sein. Nun ist die Steilheit einer Verstärkerröhre von der Größenordnung 1 mA/Volt. R_a muß also wenigstens 1000 Ohm sein, für $V = 10$ würde man R_a mindestens 10000 Ohm groß nehmen müssen.

b) Bemessung von R_g.

Der Wert von R_a darf durch den Widerstand R_g nicht wesentlich herabgedrückt werden. R_g muß also ebenfalls 10000 Ohm übersteigen. Um R_g zu erhöhen, müssen wir dem Gitter eine negative Vorspannung geben. Um zu überschlagen, wie groß diese etwa sein muß, wollen wir annehmen, der gesamte nach der Anlaufkurve berechnete Elektronenstrom gelange an das Gitter. Wir rechnen dann etwas zu ungünstig, d. h. R_g wird etwas zu klein, da ein Teil der Elektronen durch das Gitter zur Anode fliegt. Wir erhalten für

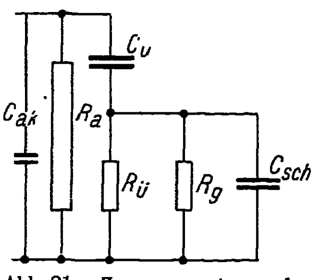


Abb. 21. Zusammensetzung des Anodenwiderstands $\mathfrak{R}_a$.

$$i_g = I_s e^{-\frac{\varepsilon u_g}{K\Theta}}, \quad \text{für } R_g = \frac{d u_g}{d i_g} = \frac{1}{\frac{\varepsilon}{K\Theta} I_s e^{-\frac{\varepsilon u_g}{K\Theta}}}.$$

Da $\frac{\varepsilon}{K} = \frac{10^5 \text{ grad}}{8{,}5 \text{ Volt}}$, so ist für $\Theta = 1000^0$

$$\frac{\varepsilon}{K\Theta} = \frac{1}{8{,}5 \,.\, 10^{-5} \,.\, 1000 \text{ Volt}} = 12 \frac{1}{\text{Volt}}$$

und

$$R_g = \frac{1}{12\, I_s\, e^{-12 u_g}},$$

und für $I_s = 10$ mA, $u_g = 1$ Volt

$$R_g = \frac{1}{12 \,.\, 0{,}01\, e^{-12}} = \frac{160000}{0{,}12} = 1{,}33 \text{ M}\Omega,$$

für $u_g = {}^1/_2$ Volt erhält man nur

$$R_g = \frac{1}{6 \,.\, 0{,}01 \,.\, e^{-6}} = \frac{400}{0{,}06} = 6600\ \Omega,$$

also bereits zu wenig. Wir werden also dem Gitter eine negative Spannung von etwa 1 Volt geben müssen.

c) Bemessung von $C_ü$.

Die Kapazität $C_ü$ soll so groß sein, daß bei der Spannungsteilung der Anodenspannung $\mathfrak{U}_a$ über $C_ü$ und C_{sch} ein überwiegender Teil der Spannung (z. B. 90 bis 95 %) an C_{sch} liegt. $C_ü$ muß also 10 bis 20 mal so groß wie C_{sch} sein. Mit einer weiteren Vergrößerung von $C_ü$ ist nicht mehr viel (10 bis 20 %) zu gewinnen. Bemerkt sei hier, daß bei ganz niedrigen Frequenzen die Spannungsteilung durch $R_ü$ gestört wird.

d) Der Gitterableitungswiderstand $R_ü$.

$R_ü$ soll ein mittleres Potential von — 1 Volt an das Gitter bringen. Wenn die Isolation des Kondensators $C_ü$ vollkommen wäre, so könnte auch $R_ü$ unendlich sein. Wenn aber der Isolationsfehler von $C_ü$ z. B. 100 MΩ beträgt und die Anodenspannung 100 Volt wäre, so würde bei einer Vorspannung von — 2 Volt und $R_ü = 1$ MΩ die Gitterspannung — 1 Volt statt — 2 Volt werden. $R_ü$ muß sich also nach der Isolationsfähigkeit des Kondensators richten. 10 MΩ erscheint als brauchbarer Wert. Allerdings entlädt sich dann $C_ü$ sehr langsam. Sehr hohe $R_ü$-Werte verursachen leicht Relaxationsschwingungen (siehe Pendelrückkopplung, S. 168). Man soll daher $R_ü$ nicht über 1 MΩ steigern.

e) Die scheinbare Röhrenkapazität C_{sch}.

C_{sch} ist die scheinbare Kapazität zwischen Gitter und Glühdraht. Der Kapazitätsstrom $\mathfrak{J}_c$ setzt sich aus zwei Teilen zusammen. $\mathfrak{J}_{c1}$ rührt von der Aufladung der Kapazität C_{gk} zwischen Gitter und Kathode auf die Spannung $\mathfrak{U}_g$, $\mathfrak{J}_{c2}$ von der Aufladung der Kapazität C_{ga} auf die Spannung $\mathfrak{U}_g + \mathfrak{U}_a$ bzw. $\mathfrak{U}_g (1 + V)$ her.

$$\mathfrak{J}_c = \omega \mathfrak{U}_g (C_{gk} + (V + 1)\, C_{ga}).$$

Die scheinbare Kapazität ist aber definiert durch

$$\omega C_{sch} = \frac{\mathfrak{J}_c}{\mathfrak{U}_g}; \quad C_{sch} = C_{gk} + (1 + V)\, C_{ga}.$$

f) Zahlenbeispiele.

Für eine Telefunkenverstärkerröhre älteren Typs hat Schrader C_{ga} zu 4,5 cm, C_{gk} zu 7 cm bestimmt. Hierzu tritt noch C_{ka} der vorigen Röhre mit einer Kapazität von 7 cm. Bei einem f von 15000 (sehr hoher musikalischer Ton) und einem Verstärkungsverhältnis $V = 5$ berechnet sich C_{sch} zu

$$7 + 4{,}5 \cdot 6 = 34\,\text{cm} = \frac{34}{9 \cdot 10^{11}}\,\text{Farad}$$

und

$$\frac{1}{\omega\, C_{sch}} = \frac{9 \cdot 10^{11}}{2\pi \cdot 10000 \cdot 34} = \text{etwa } 0{,}5\,\text{M}\Omega.$$

Wünscht man einen angenähert frequenzunabhängigen Verstärker, so muß der Leitwert $1/R_a$ größer als $\frac{1}{0{,}5\,\text{M}\Omega}$ sein, damit der frequenzabhängige Leitwert der Röhrenkapazität nicht ins Gewicht fällt. Für Röhren, deren Kapazität die Größe unseres Zahlenbeispiels haben, sollte also R_a den Wert von $^1/_2$ MΩ nicht überschreiten.

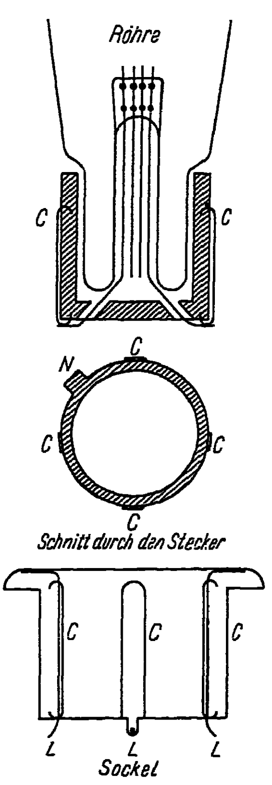


Abb. 22. Kapazitätsarmer Sockel von C. H. F. Müller.

C = Kontaktfedern,
L = Lötösen,
N = Nase, um richtiges Einsetzen der Röhre zu gewährleisten.

Will man, um große Verstärkungsverhältnisse zu erreichen, $\mathfrak{R}_a$ steigern, so hat man vor allem die Röhrenkapazitäten C_{ga}, C_{gk} und C_{ak} zu verringern. Von den mannigfachen Konstruktionen seien der kapazitätsarme Sockel von C. H. F. Müller und die von Ardenne konstruierten und von Löwe gebauten Doppelröhren erwähnt (Abb. 22). Namentlich bei letzteren werden die Kapazitäten in hohem Maße herabgedrückt, da die Stecker und Quetschfüße und die Zuleitungen, in denen der Hauptteil der Kapazität liegt, ganz wegfallen.

Zahlenbeispiel. Einige Zahlen mögen erläutern, welche Werte man für R_a, $R_ü$, $C_ü$ praktisch wählt und welche Werte für $\mathfrak{R}_a$ und V man etwa erhalten kann. Wir wollen ausgehen von einem Durchgriff

von 3 %, einer Steilheit von 10^{-4} Amp./Volt und $\mathfrak{R}_a$ von 10^6 bis $^1/_2\, 10^6$ variieren. Um wieviel Prozent verändert sich dann die Verstärkung? Nach der Formel $V = \dfrac{1}{D + \dfrac{1}{\mathfrak{R}_a S}}$ berechnen wir für

$$\mathfrak{R}_a = 10^6\,\Omega: V = \frac{1}{0{,}03 + \dfrac{1}{10^{-4} \cdot 10^6}} = \frac{1}{0{,}03 + 0{,}01} = \frac{1}{0{,}04} = 25,$$

$$\mathfrak{R}_a = \tfrac{1}{2} 10^6\,\Omega: V = \frac{1}{0{,}03 + \dfrac{1}{10^{-4} \cdot \frac{1}{2} 10^6}} = \frac{1}{0{,}03 + 0{,}02} = \frac{1}{0{,}05} = 20.$$

Eine Abnahme von $\mathfrak{R}_a$ durch Sinken des kapazitiven Widerstandes der scheinbaren Röhrenkapazität C_{sch} bei wachsender Frequenz auf etwa die Hälfte ist also unbedenklich. —

Wir fordern von einem guten Verstärker, daß er bis zu 10000 Hertz praktisch unverzerrt arbeitet. $\dfrac{1}{\omega\, C_{sch}}$ darf nach unserer Überlegung bei $\omega = 2\pi \cdot 10000 = 60000$ etwa das Doppelte von R_a sein. Wir erhalten dann für die verschiedenen C_{sch} die folgenden R_a-Werte:

C_{sch}	10	20	30	40	50 cm
R_a	3	1,5	1	0,75	0,6 MΩ

Verstärker, deren Anodenwiderstand mehrere Megohms beträgt, haben wohl ein höheres Verstärkungsverhältnis, entsprechen aber nicht mehr den Anforderungen, die man heute an eine unverzerrte Wiedergabe stellt.

Im ungünstigsten Falle, daß der Durchgriff neben $\dfrac{1}{\mathfrak{R}_a S}$ verschwindet, ist die Verstärkung mit $\mathfrak{R}_a$ proportional. Praktisch schwankt sie mit der Frequenz geringer wie $\mathfrak{R}_a$, wie das Zahlenbeispiel: $\mathfrak{R}_a = 10^6\,\Omega$: $V = 25$ und $\mathfrak{R}_a = {}^1/_2\, 10^6\,\Omega$: $V = 20$ (statt 12,5) zeigt. Die Schwankung von $\mathfrak{R}_a$ mit der Frequenz wird also eine obere Grenze der Verstärkungsschwankung geben. Falls $\dfrac{1}{\omega\, C_{sch}}$ für $\nu = 10000$ $= R_a$ ist, erhalten wir folgende Frequenzabhängigkeit von $\mathfrak{R}_a$:

ν	0	5000	10000	15000	20000	30000
$\mathfrak{R}_a$	1	0,9	0,7	0,55	0,45	$0{,}32 \times R_a$

Für sehr hohe Frequenzen kommt der Leitwert von $R_ü$ neben $\frac{1}{\omega C_{sch}}$ nicht in Frage.

Für $C_ü = 100 . C_{sch}$ erhalten wir

$$\mathfrak{U}_{g2} = \mathfrak{E}_a \frac{\frac{1}{C_{sch}}}{\frac{1}{C_{sch}} + \frac{1}{C_ü}} = \mathfrak{U}_g . 0{,}99.$$

Für sehr niedrige Frequenzen überwiegt umgekehrt der Leitwert von $R_ü$. $\mathfrak{U}_{g2}$ entsteht durch Teilung der Spannung $\mathfrak{U}_a$ über den Widerständen $R_ü$ und $\frac{1}{\omega C_ü}$. Wenn wir $R_ü = 5\,\mathrm{M}\Omega$ und $C_ü = 10000$ cm wählen, erhalten wir

ν	1	2	4	6	10 Hertz
$\mathfrak{U}_g = \mathfrak{U}_a \times$	0,26	0,515	0,79	0,87	0.95

Für Frequenzen, die über 10 liegen — tiefere kommen für Musikübertragung nicht in Frage —, arbeitet der Verstärker schon völlig verzerrungsfrei. Für $C_ü = 1000$ cm würde man entsprechende $\mathfrak{U}_g$-Werte für $f = 10, 20, 40, 60, 100$ Hertz finden. $C_ü = 1000$ cm ist also für Widerstandsverstärker bereits etwas zu klein.

4. Der günstigste Durchgriff.

Um mit unbelastetem Gitter arbeiten zu können, muß die Gitterspannung dauernd negativ sein. Der steilste Teil der Charakteristik muß bei —1 bis —2 Volt Gitterspannung liegen. Die Kennlinie muß hinreichend weit nach links verschoben werden. Hierzu steht uns das Glied $D \cdot U_a$ zur Verfügung. Namentlich wenn man mit niedrigen Betriebsspannungen U_a arbeiten will, muß D groß sein. Ein anderer Einfluß von D auf die Verstärkung verlangt, daß man D klein wähle. Die Arbeitskurve läuft nämlich um so flacher, je größer $S D R_a$ ist. Da die Röhrenleistung R_a proportional ist, kann man R_a nicht verkleinern. D muß klein sein. Die beiden einander widerstreitenden Einflüsse lassen vermuten, daß D ein Optimum hat. Diesen günstigsten D-Wert aufzusuchen und seine Größe in Abhängigkeit von den Betriebsbedingungen zu berechnen, ist die Aufgabe dieses Abschnittes 4.

Wir wollen der Einfachheit halber annehmen, daß eine Veränderung des Durchgriffs die Charakteristik der Röhre nicht verändere. Unsere Formel zur Berechnung des Verstärkungsverhältnisses lautete:

$$V = \frac{1}{D + \frac{1}{S \Re_a}}.$$

Die Abhängigkeit des V von D soll an Hand der für die Röhre festliegenden Charakteristik konstruiert und dann graphisch das Maximum aufgesucht werden. Zu diesem Zwecke muß zunächst einmal S in Abhängigkeit von D gefunden werden. Wir konstruieren im i_a-u_{st}-Diagramm den Ruhestrom des Verstärkers. Hierfür stehen uns zwei Gleichungen zur Verfügung:

$$i_a = f(u_{st}),$$

die Charakteristik der Röhre, und

$$u_{st} = -U_g + D(U_a - i_a R_a) \text{ oder } -i_a D R_a = u_{st} - (-U_g + D U_a),$$

eine mit der Neigung $\operatorname{tg}\alpha = -D R_a$ die u_{st}-Achse im Punkte $u_{st} = -U_g + D U_a$ schneidende Gerade. Die Lösung unserer beiden Gleichungen mit den beiden Unbekannten i_a und u_{st} wird graphisch durch den Schnittpunkt der Geraden und der Charakteristik festgelegt (vgl. Abb. 22). Um quantitativ zeichnen zu können, müssen wir die Maßstäbe festlegen. Wir benutzen als Strommaßstab $\mathfrak{i} = 10^{-5}$ Amp./cm, als Spannungsmaßstab für die kleinen Spannungen bis 1,5 Volt $\mathfrak{u} = 0{,}1$ Volt/cm, für die größeren Spannungen $\mathfrak{u} = 1$ Volt/cm. Als Widerstandsmaßstäbe erhalten wir dann $\mathfrak{r} = 10^4$ bzw. 10^5 Ohm.

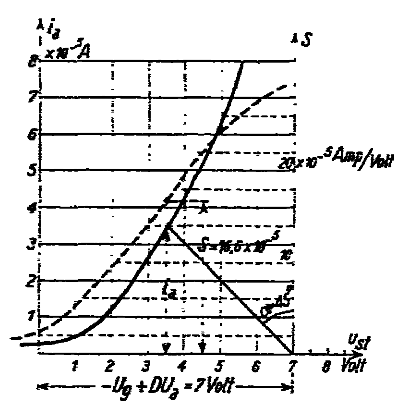


Abb. 23. Diagramm zur Konstruktion des günstigsten Durchgriffes.

Unter Berücksichtigung dieser Maßstäbe erhalten wir $\operatorname{tg}\alpha = \frac{D R_a}{\mathfrak{r}}$ als reine Zahl. In Spalte 3 und 4 der Tabelle 1 sind die U_{st}- und $\operatorname{tg}\alpha$-Werte unter Berücksichtigung des richtigen Maßstabes berechnet. S ist

aus der Figur abgegriffen. Abb. 23 entspricht den Werten der Spalte 7 der Tabelle I.

Als Beispiele seien die Tabellen zur Konstruktion der Abhängigkeit der Verstärkung

1. vom Durchgriff D und
2. vom Anodenwiderstand R_a dargestellt.

Tabelle 1. Abhängigkeit der Verstärkung V vom Durchgriff D.
Es sei $U_a = 80$ Volt, $U_g = -1$ Volt, $R_a = 1\,\mathrm{M}\Omega$, $\frac{1}{\omega C_{sch}} = 4 \,.\, 10^5\,\Omega$,
$\mathfrak{R}_a = 3{,}82\,\Omega$.

Nr.	D %	U_{st} Volt	tg α	S $\times 10^{-5}$ Amp./Volt	$\mathfrak{R}_a\,S$	$\frac{1}{\mathfrak{R}_a\,S}$	$D + \frac{1}{\mathfrak{R}_a\,S}$	V	Bemerkungen
1	1	−0,2	1	0,2	0,77	1,30	> 1	<1	$\mathfrak{r} = 10^4\,\Omega$
2	1,5	+0,2	1,5	4	15,3	0,065	0,080	12,5	
3	2	+0,6	2	7	26,7	0,0373	0,0575	17,4	
4	2,5	1	2,5	9,4	36,0	0,0278	0,0528	19	
5	3	1,4	3	11	42	0,0238	0,0538	18,6	
6	5	3	0,5	14,2	54,2	0,0184	0,0684	14,6	$\mathfrak{r} = 10^5\,\Omega$
7	10	7	1	16,6	63,5	0,0158	0,1158	8,65	
8	15	11	1,5	17,4	66,5	0,0150	0,1650	6,06	
9	20	15	2	18,0	69	0,0145	0,2145	4,65	

Tabelle 2. Abhängigkeit der Verstärkung V vom Widerstand R_a
$\left(\mathfrak{R}_a = \sqrt{\omega^2 C_{sch}^2 + \frac{1}{R_a^2}}\right)$. Es sei: $U_a = 80$ Volt, $U_g = -1$ Volt,
$U_{st} = 1{,}4$ Volt, $\frac{1}{\omega C_{sch}} = 4 \,.\, 10^5\,\Omega$, $\omega^2 C_{sch}^2 = \frac{1}{4^2}\,10^{-10} = 0{,}062 \,.\, 10^{-10}$,
$D = 3$ %.

$\mathfrak{R} = x \,.\, 10^5$ MΩ	$\frac{1}{x}$	$\frac{1}{x^2}$	$\frac{1}{x^2} + 0{,}062$	$\sqrt{\frac{1}{x^2} + 0{,}062}$	$\mathfrak{R}_a = \frac{1}{V}$ MΩ	tg $\alpha = D\,R_a \times 10^3\,\Omega$	$S \times 10^{-5}\,\frac{\text{Amp.}}{\text{Volt}}$	$\mathfrak{R}_a\,S$	$\frac{1}{\mathfrak{R}_a\,S}$	$D + \frac{1}{\mathfrak{R}_a\,S}$	V
0,05	2	4	4,062	2,02	0,0496	1,5	23	11,5	0,087	0,117	8,5
0,1	1	1	1,062	1,03	0,097	3	21	21	0,048	0,078	12,8
0,2	1/2	0,25	0,312	0,56	0,178	6	18,4	33	0,030	0,060	16,7
0,4	1/4	0,062	0,124	0,34	0,295	12	15,2	46	0,022	0,052	19,3
1	1/10	0,01	0,072	0,27	0,380	30	11	42	0,024	0,054	18,5
1,5	1/15	0,004	0,066	0,257	0,390	45	9,6	37	0,027	0,057	17,5
2	1/20	0,0025	0,064	0,253	0,396	60	8,8	35	0,029	0,059	16,9

In den Abb. 24 und 25 ist die Verstärkung V in Abhängigkeit von D für verschiedene R_a-, C_a- und $\frac{1}{\omega C_{sch}}$-Werte und in Abhängigkeit von R_a für verschiedene D-, R_a- und $\frac{1}{\omega C_{sch}}$-Werte aufgetragen. Abb. 25 lehrt, daß der günstigste R_a-Wert, für den man die größte Verstärkung erhält, ungefähr dem kapazitiven Widerstand $\frac{1}{\omega C_{sch}}$ gleicht; ein Überschreiten des günstigsten R_a-Wertes drückt die Verstärkung weniger herunter als ein Unterschreiten.

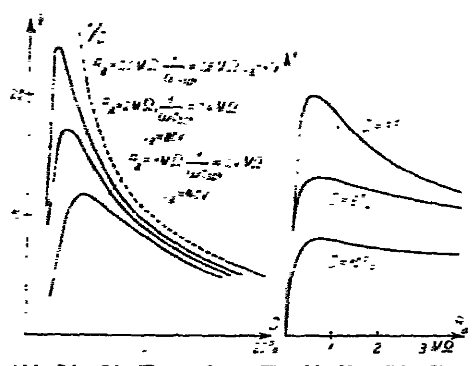


Abb. 24. Die Verstärkung V als Funktion des Durchgriffes D.

Abb. 25. Die Verstärkung V als Funktion des Hochohmwiderstands R_a.

Abb. 24 lehrt, daß für hohe D-Werte V ungefähr $1/D$ gleicht. Die maximale Verstärkung ist etwa $1/_{2D}$. Der Wert des günstigsten D wächst mit abnehmendem C_a und mit zunehmendem R_a. — Es wäre erwünscht, ähnlich wie bei den Transformatorenverstärkern, eine einfache Formel zur Berechnung des günstigsten Durchgriffes zu haben. Zu einer angenäherten Berechnung des günstigsten Durchgriffes D_{opt} gelangt man folgendermaßen:

Die Verstärkung $V = \frac{1}{D + \frac{1}{\Re_a S}}$ hat ein Maximum, wenn $D + \frac{1}{\Re_a S}$ ein Minimum hat. Die übliche Bedingung hierfür ist:

$$0 = \frac{d}{dD}\left(D + \frac{1}{\Re_a S}\right). \tag{1}$$

Um die Differentiation ausführen zu können, müssen wir die Abhängigkeit des S von D kennen. Zur Berechnung dieser Abhängigkeit steht uns die Gleichung der Charakteristik:

$$i = f(u_{st}) \text{ z. B. } i = c u_{st}^{3/2},\ i = c_1 u_{st}^{5/2},\ i = c_2 u^{\frac{\varepsilon u_{st}}{K\Theta}} \tag{2}$$

und die Gleichung für die Steuerspannung:

$$u_{st} = -U_g + D(U_a - i_a R_a) \tag{3}$$

zur Verfügung. Die Ausführung der Differentiation ergibt:

$$0 = 1 - \frac{1}{\mathfrak{R}_a S^2} \frac{dS}{du_{st}} \frac{du_{st}}{dD}. \tag{1'}$$

$\frac{du_{st}}{dD}$ finden wir aus der differenzierten Gleichung (3) unter Einsetzen von $\frac{di}{du_{st}} = S$:

$$\frac{du_{st}}{dD} = U_a - i_a R_a - D R_a S \frac{du_{st}}{dD}; \; \frac{du_{st}}{dD} = \frac{U_a - i_a R_a}{1 + D R_a S}. \tag{3'}$$

Setzen wir den Wert für $\frac{du_{st}}{dD}$ in die Maximumbedingung (1) ein, so erhalten wir:

$$\frac{\mathfrak{R}_a S^2}{dS/du_{st}}(1 + D R_a S) = U_a - i_a R_a. \tag{1''}$$

$\frac{S^2}{dS/du_{st}}$ ist aus der Gleichung für die Charakteristik zu berechnen:

Für $i_a = c u_{st}^{3/2}$ erhält man $\frac{S^2}{dS/du_{st}} = 3i$,

" $i_a = c_1 u_{st}^{5/2}$ " " $= 1{,}6\,i$, gültig für die untere Krümmung.

" $i_a = c_2 e^{\frac{\varepsilon u_{st}}{K\Theta}}$ " " $= i$, gültig für die Anlaufkurve.

Für das in Frage kommende Charakteristikenstück stellt $\frac{S^2}{dS/du_{st}} = 1{,}6\,i$ die beste Annäherung dar.

Wenn wir $D R_a S = \frac{R_a}{R_i}$ mit β abkürzen, erhalten wir aus Gleichung (1″) für i_a die Gleichung:

$$\mathfrak{R}_a \cdot 1{,}6\, i_a (1 + \beta) = U_a - i_a R_a; \; i_a = \frac{U_a}{R_a + 1{,}6\,(1 + \beta)\mathfrak{R}_a} \tag{4}$$

Aus der Gleichung (4) könnten wir i_a berechnen und aus der Charakteristikengleichung u_{st} und S entnehmen und schließlich D aus Gleichung (3) zu

$$D = \frac{U_g + u_{st}}{U_a - i_a R_a} \tag{5}$$

berechnen, wenn wir β kennen würden. Es genügt bereits, β ungefähr zu kennen, da seine Größe auf das Endresultat keinen großen Einfluß hat.

Wenn wir nun annehmen, daß die Widerstände an die Röhre angepaßt sind, was praktisch stets angenähert der Fall ist, so haben wir $\mathfrak{R}_a = R_i$ [1] und $\beta = \frac{R_a}{\mathfrak{R}_a}$ zu setzen. Die Gleichung (4) erhält dann die spezielle Form:

$$i_a = \frac{U_a}{R_a + 1{,}6\,(1+\beta)\,\mathfrak{R}_a} = \frac{U_a}{2{,}6\,R_a + 1{,}6\,\mathfrak{R}_a}. \qquad (4')$$

Setzt man den Wert für i_a aus (4') in die Gleichung (5) für D ein, so erhält man:

$$D = \frac{U_g + u_{st}}{U_a} \cdot \frac{1}{1 - \dfrac{R_a}{2{,}6\,R_a + 1{,}6\,\mathfrak{R}_a}} = \frac{U_g + u_{st}}{U_a} \cdot \left(1 + \frac{0{,}625}{1 + \dfrac{\mathfrak{R}_a}{R_a}}\right).$$

Wünscht man das Resultat zu verfeinern, so kann man mit dem berechneten D-Werte einen genaueren β-Wert aus $\beta = D\,R_a\,S$ ermitteln und mit diesem die Berechnung von D wiederholen. Auf alle Fälle kontrolliere man, wie genau $D\,\mathfrak{R}_a\,S = 1$ erfüllt ist.

Diskussion der Endformel.

Wenn die Frequenz sehr niedrig ($\omega\,C_{sch} \approx 0$) und der Gitterableitungswiderstand sehr hoch ($R_g \approx \infty$) ist, erreicht $\mathfrak{R}_a$ den Wert R_a: $\frac{\mathfrak{R}_a}{R_a} = 1$. Wenn ferner R_a und $\mathfrak{R}_a$ sehr hoch sind, werden i_a und $u_{st} \approx 0$. D erhält dann den geringsten Wert:

$$D_{opt} = \frac{U_g + 0}{U_a}\left(1 + \frac{0{,}625}{1+1}\right) = \frac{U_g}{U_a}\,1{,}31.$$

D_{opt} wächst mit u_{st} und i_a und somit mit abnehmenden R_a und $\mathfrak{R}_a$, und mit abnehmenden Verhältnis $\frac{\mathfrak{R}_a}{R_a}$. Hat $\frac{\mathfrak{R}_a}{R_a}$ den praktisch brauchbaren Wert $^1/_2$, so erhält man für D_{opt} die Faustregel:

$$D_{opt} = \frac{U_g}{U_a}\left(1 + \frac{u_{st}}{U_g}\right)\left(1 + \frac{0{,}625}{1 + {}^1/_2}\right) = \frac{U_g}{U_a}\left(1 + \frac{u_{st}}{U_g}\right) 1{,}42 \sim \frac{U_g}{U_a} \cdot 2.$$

[1]) Wir nehmen der Einfachheit halber an, $\mathfrak{R}_a$ sei rein ohmisch. Ist das nicht der Fall, muß man $|\mathfrak{R}_a| = R_i$ schreiben, wobei $|\mathfrak{R}_a|$ der Betrag des komplexen Widerstandes ist.



Das Zahlenbeispiel der Tabelle 1.

$U_a = 80$ Volt; $U_g = 1$ Volt; $R_a = 1\,\mathrm{M}\Omega$; $\Re_a = 0{,}38\,\mathrm{M}\Omega$,

$$i_a = \frac{80}{(2{,}6 + 1{,}6 \,.\, 0{,}38)\,10^6} = 2{,}5 \,.\, 10^{-5}\,\text{Amp.}$$

Aus der Kennlinie abgegriffen:

$$u_{st} = 0{,}42\,\text{Volt};\quad S = 9{,}8 \,.\, 10^{-5}\,\text{Amp./Volt.}$$

$$D_{\text{opt}} = \frac{1 + 0{,}42}{80} \cdot \left(1 + \frac{0{,}625}{1 + 0{,}38}\right) = 2{,}6\,\%.$$

Kontrolle: $D\,S\,\Re_a = 2{,}6 \,.\, 10^{-2} \,.\, 9{,}8 \,.\, 10^{-5} \,.\, 0{,}38 \,.\, 10^6 = 0{,}97 \approx 1.$ Der berechnete Wert stimmt mit dem graphisch ermittelten gut überein.

Bei Mehrfachröhren kann man die Röhrenkapazität so klein halten, daß man mit Widerständen R_a von mehreren $\mathrm{M}\Omega$ arbeiten kann. i_a wird dann so klein, daß man in das Gebiet der Anlaufkurve $i_a = J_s\, e^{\frac{\varepsilon\, U_{st}}{K\Theta}}$ kommt und negative u_{st}-Werte findet. Für $u_{st} = -\,{}^1\!/_2\,V$, $U_g = +1$ Volt und $U_a = 100$ Volt würde D_{opt} auf $\frac{U_g}{U_a}\left(1 - \frac{U_{st}}{U_g}\right)1{,}31 = \frac{1}{100}\,(1 - {}^1\!/_2)\,1{,}31 = 0{,}66\,\%$ sinken. Die Untersuchungen von Ardenne bestätigen diese Folgerung aus unserer Formel.

Berechnung des Verstärkungsfaktors V_{opt} für D_{opt}.

Nachdem wir festgestellt haben, daß bei günstigstem Durchgriff der Widerstand $\Re_a$ der Röhre angepaßt ist ($\Re_a = R_i$), können wir V_{opt} leicht berechnen. Es ist:

$$\mathfrak{U}_{g_2} = \mathfrak{J}_a\,\Re_a = \mathfrak{J}_a\,R_i;\quad \mathfrak{J}_a = S_A\,\mathfrak{U}_{g1};\quad S_A = \frac{S}{1 + \frac{\Re_a}{R_i}} = \frac{S}{2};$$

also

$$V_{\text{opt}} = \frac{\mathfrak{U}_{g2}}{\mathfrak{U}_{g1}} = \frac{1}{2\,D}.$$

5. Der Transformatorenverstärker.

Der Transformatorenverstärker ist der ältere der beiden Niederfrequenzverstärkertypen. Er hat gegenüber dem Widerstandsverstärker zwei Vorteile. Beim Widerstandsverstärker gleicht die Anodenspannungsamplitude der ersten Röhre der Gitterspannungsamplitude der zweiten Röhre. Die Spannung wird im Verhältnis 1 : 1 an die nächste Röhre gelegt. Beim Transformatorenverstärker kann man noch auf die

drei- bis fünffache Spannung herauftransformieren. Der zweite Vorteil ist folgender: Beim Widerstandsverstärker ist die Anodenspannung um den Betrag $R_a I_a$ geringer als die Spannung der Anodenbatterie. Wenn man mit hohen Verstärkungen und infolgedessen mit großem R_a arbeitet, muß man sehr hohe Betriebsspannungen haben. Der Ohmsche Widerstand des Transformators hingegen ist gering. Die Betriebsspannung liegt voll an der Anode.

Als Nachteil ist zu buchen, daß es schwer ist, Transformatoren mit geringem Leerlaufstrom für einen großen Frequenzbereich herzustellen. Transformatorenverstärker verzerren zurzeit die Sprache stärker als die Widerstandsverstärker. Ich sage ausdrücklich „zurzeit". Man kann bereits gute Transformatoren für große Frequenzbereiche bauen, und es ist durchaus möglich, daß in Zukunft die Transformatorenverstärker wieder den Sieg über die Widerstandsverstärker davontragen.

Wünscht man bei Telegraphie einen bestimmten Ton zu empfangen, so kann man die Transformatoren abstimmen und dadurch eine gesteigerte Selektivität erhalten.

Wir wollen nun die Bedingungen für den Bau der Ausgangstransformatoren, der Eingangstransformatoren und die Formel für die Verstärkung aufstellen.

a) Der Ausgangstransformator.

Um einen Anhalt für den Bau des Ausgangstransformators zu bekommen, wollen wir annehmen, daß die Belastung eine Ohmsche sei, und uns fragen, wann der Belastungswiderstand der Röhre angepaßt ist. Wir können uns hier ohne weiteres auf die in der Schwachstromtechnik übliche Regel beziehen: Eine Stromquelle liefert dann in einem Verbrauchsapparat die meiste Energie, wenn der äußere Widerstand gleich dem inneren Widerstand der Stromquelle ist. Da sich die Röhre wie eine Wechselstromquelle mit der EMK $\frac{\mathfrak{U}_g}{D}$ und dem inneren Widerstande R_i verhält, so ist die abgegebene Leistung

$$N_a = J_a^2 R_a = \frac{\mathfrak{U}_g^2}{D^2} \frac{R_a}{(R_a + R_i)^2} = \frac{\mathfrak{U}_g^2}{4 R_i D^2} \text{ (da } R_i = R_a\text{)},$$

$$N_a = \frac{S}{4D} \mathfrak{U}_g^2, \left(\text{da } S = \frac{1}{R_i D}\right).$$

$\frac{N_a}{\mathfrak{U}_g^2} = \frac{S}{4D}$ definiert Barkhausen als Röhrengüte G_r. Hat der Verbrauchsapparat einen geringeren Widerstand als R_i — das wird meist der Fall sein —, so muß sein Widerstand R_a durch einen Transformator angepaßt werden. Der Wirkungsgrad des Ausgangstransformators sei η_2, dann ist die Leistung, die der Verbrauchsapparat erhält,

$$N_v = N_a \eta_2 = \eta_2 \frac{S}{4D} \mathfrak{U}_g^2.$$

b) Der Eingangstransformator.

Der Eingangstransformator hat die Aufgabe, mit der zur Verfügung stehenden Eingangsenergie N_e eine möglichst hohe Spannung $\mathfrak{U}_g$ an das Gitter zu bringen. Man wird sein Übersetzungsverhältnis möglichst hoch wählen. Es ist begrenzt durch den Widerstand R_g der Gitterstrecke. Nehmen wir wieder der Einfachheit halber an, R_g sei ohmisch, so ist $\mathfrak{U}_g$ durch die Beziehung

$$N_e = \frac{\mathfrak{U}_g^2}{R_g} \eta_1$$

festgelegt, wenn η_1 der Wirkungsgrad des Eingangstransformators ist.

c) Der Verstärkungsgrad.

Der lineare Verstärkungsgrad berechnet sich schließlich zu

$$\mathfrak{B} = \sqrt{\frac{N_v}{N_1}} = \frac{1}{2} \sqrt{\eta_1 \eta_2 R_g \frac{S}{D}}\,.$$

Je höher der Widerstand des Gitterkreises, um so höher ist die Verstärkung. Wenn der Verbrauchsapparat, z. B. ein Telephon, keinen rein Ohmschen Widerstand darstellt, ist die Anpassung am besten, wenn der Betrag von $\mathfrak{R}_a$ dem inneren Widerstande gleicht.

Der Eingangstransformator ist namentlich bei höheren Frequenzen durch die Röhrenkapazität belastet. Bei der Konstruktion der Eingangstransformatoren sind die Resonanzlagen der Schaltung zu studieren und so zu legen, daß die Stromresonanz bei tiefen Tönen (z. B. 30 Hertz), die Spannungsresonanz bei hohen Tönen (z. B. 10 000 bis 20 000 Hertz) liegt. Näheres über die Konstruktion der Transformatoren siehe H. G. Möller, Behandlung von Schwingungsaufgaben mit komplexen Amplituden und Vektoren, S. Hirzel, Leipzig.

d) Bedingung für den günstigsten Durchgriff bei Transformatorenverstärkern.

Gegeben sei die Charakteristik der Röhre durch die Langmuirsche Formel:

$$i_a = \frac{2}{3} c\, e_{st}^{3/2},$$

wobei $\frac{2}{3} c$ die sogenannte Röhrenkonstante (s. Abschnitt III, A, 5, S. 68) z. B. für zylindrische Anordnungen $1{,}465 \,.\, 10^{-5} \frac{l}{r} \frac{A}{V^{3/2}}$ ist. Für die Steilheit erhält man dann mit

$$u_{st} = U_g + D\,U_a$$

$$S = c\,(U_g + D\,U_a)^{1/2},$$

und für die Röhrengüte:

$$G_r = \frac{S}{4D} = \frac{c}{4D}(U_g + D\,U_a)^{1/2}.$$

Der günstigste Durchgriff ist dann erreicht, wenn G_r ein Maximum wird. Wir berechnen D_{opt} aus:

$$\frac{d\,G_r}{d\,D} = 0.$$

Die Ausführung der Differentiation ergibt:

$$0 = \frac{c}{D^2}\left[\frac{\frac{1}{2} U_a}{(U_g + D\,U_a)^{1/2}} - (U_g + D\,U_a)^{1/2}\right]$$

oder

$$\tfrac{1}{2} D\,U_a - U_g - D\,U_a = 0$$

oder

$$D_{opt} = \frac{-2\,U_g}{U_a}.$$

Für $U_g = -1$ Volt und $U_a = 100$ Volt würde man $D_{opt} = 2\,\%$ erhalten, ein Wert, der mit dem D_{opt} für Widerstandsverstärker fast übereinstimmt.

Dabei muß aber R_a den hohen Wert $R_i = \frac{1}{S\,D}$ haben. Für normale Verstärkerröhren $\left(S = \frac{1}{2}\, 10^{-3} \frac{1}{\text{Ohm}},\ D = 2\,\%\right)$ erhält man $R_a = R_i = 0{,}1\ \text{M}\Omega$. Da man Telephone und Zwischentransformatoren mit Wicklungen von so hohem Widerstand nicht herstellen kann, ist dieser günstigste Wert von D für die Praxis noch nicht brauchbar. Praktisch kommt man über 5000 bis 10 000 Ohm Scheinwiderstand

us. Die Frage muß daher folgendermaßen formuliert
Velcher Durchgriff gibt die größte Leistung $\left(\frac{N_2}{\mathfrak{U}_g^2}\right)$, wenn
festgelegt sind?"
e Steilheit benutzen wir wieder:

$$S = c\sqrt{u_{st}} = c\sqrt{-U_g + D\,U_a}.$$

iesen Wert für S in die Gleichung für die Leistung ein
in

$$N_2 = \frac{R_a S_A^2 \mathfrak{U}_g^2}{2}$$

$$S_A = \frac{S}{1+\frac{R_a}{R_i}} = \frac{S R_i}{R_i + R_a} = \frac{1/D}{R_a + \frac{1}{S D}}$$

$$= \frac{1}{D R_a + \frac{1}{S}} = \frac{1}{D R_a + \frac{1}{c\sqrt{-U_g + D\,U_a}}}$$

$$\frac{N_2}{\mathfrak{U}_g^2} = \frac{R_a}{2\left(R_a D + \frac{1}{c\sqrt{-U_g + D\,U_a}}\right)^2}.$$

ng für das Maximum von $\frac{N_2}{\mathfrak{U}_g^2}$ bei Veränderung von D
r

$$\frac{d N_2/\mathfrak{U}_g^2}{dD} = 0.$$

ng der Differentiation führt zu

$$D = \frac{U_g}{U_a} + \frac{1}{U_a^{1/3}\,(2 R_a c)^{2/3}},$$

e zu erwarten, außer mit U_a mit wachsender Röhren-
ınd wachsendem Widerstand R_a.

Zahlenbeispiel für eine Endverstärkerröhre.

stärker sei mit einem Ausgangstransformator ausgerüstet,
ıstromwiderstand so gering ist, daß praktisch die volle
iespannung an der Röhre liegt. Die Charakteristik C sei

der Einfachheit halber als geradlinig angenommen. A (Abb. 26) stelle die Arbeitskurve dar. Zwei Bedingungen sind zu erfüllen: die Röhre soll gerade ausgesteuert werden, d. h. 1. der Anodenstrom schwanke um $\frac{I_s}{2}$ als Schwingungsmittelpunkt von 0 bis I_s. 2. Wenn I_s erreicht wird, soll eben $u_g = 0$ erreicht werden. Das Gitter ist dann dauernd

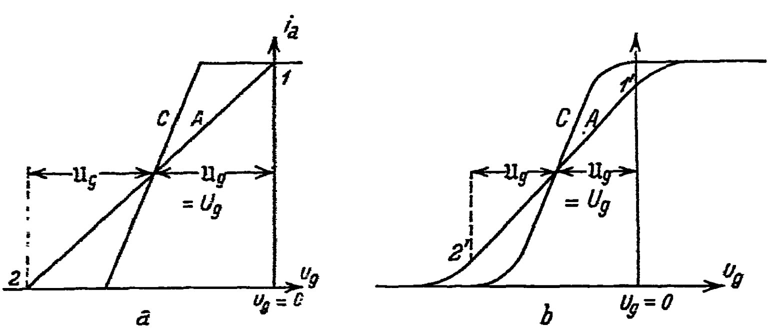


Abb. 26 a und b. Betriebsdiagramm der Endverstärkerröhre.
Wenn die Sprachverzerrung durch die Kennlinienkrümmung vermieden werden soll, nutze man das Stück 1′ 2′ (Abb. 26 b) der Anodenkennlinie aus.

negativ. Ermittelt soll werden: Wie ist der Durchgriff D der Röhre zu wählen, damit die abgegebene Leistung $\frac{R_a I_s^2}{8}$ recht groß werde? Da I_s gegeben ist, vereinfacht sich die Bedingung maximaler Leistung zu: R_a soll möglichst groß werden. Neben I_s und U_a soll noch der Wert S_0 in der Röhrenformel

$$i_a = \frac{S_0}{1 + D}(u_g + D u_a)$$

gegeben sein. S_0 entspricht für die vereinfachte geradlinige Charakteristik der von Barkhausen eingeführten Röhrenkonstante.

Zunächst noch einige Bemerkungen über R_a. Wenn der Verbrauchswiderstand R_v ist, so ist R_a der vom Ausgangstransformator übersetzte Verbrauchswiderstand. Ist $\ddot{u}$ das Übersetzungsverhältnis des Transformators, so gilt $R_a = R_v \ddot{u}^2$.

Dieses R_a wirkt nun anders als ein in die Anodenleitung eingeschalteter Widerstand R_a. Für letzteren ist die Anodenspannung aus

$$u_a = U_{a0} - R_a i_a$$

zu berechnen, wobei i_a der Anodenstrom ist. Beim Anschluß über den Ausgangstransformator hingegen gilt $u_a = U_{a0} - R_a \mathfrak{i}_a$, wobei $\mathfrak{i}_a$ der Wechselstromanteil des Anodenstromes ist. Erreicht speziell i_a den Wert I_s, und liegt der Schwingungsmittelpunkt bei $I_s/2$, so gilt in unserem Falle

$$u_a = U_{a0} - R_a \frac{I_s}{2},$$

da $\frac{I_s}{2}$ der Wechselstromanteil ist und nicht $u_a = U_{a0} - R_a I_s$!

U_{s0}. Im Punkte 1 soll bei $u_g = 0$ der Sättigungstrom erreicht werden. Die Steuerspannung muß dann die Sättigungsspannung U_s erreicht haben. U_s ist bei Röhren gleicher Bauart von der Feinheit der Gittermaschen, vom Durchgriff abhängig nach der Formel

$$I_s = \frac{U_s S_0}{1+D}; \quad U_s = (1+D)\frac{I_s}{S_0} = (1+D)\,U_{s0}.$$

U_{s0} würde für die Röhren mit gleichen Fäden und Abmessungen die Sättigungsspannung für extrem feines Gitter sein, so wie S_0 die Steilheit für $D = 0$ bedeutete.

u_g in Punkt 2. Wenn Punkt 1 (Abb. 26) bei $u_g = 0$ liegen soll, das ist die zweite der oben aufgestellten Bedingungen, muß $U_g = \mathfrak{U}_g$ sein. Für Punkt 2 gilt dann: $u_g = 2\,U_g$.

Nach diesen Bemerkungen ergeben unsere beiden Bedingungen die Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} &\text{für Punkt 2:}\quad u_{st} = 0 = -2\,U_g + D\left(U_{a0} + R_a \frac{I_s}{2}\right),\\ &\quad\text{„}\quad\;\text{„}\quad 1:\quad U_{s0}(1+D) = D\left(U_{a0} - R_a \frac{I_s}{2}\right),\end{aligned}\right\}\ \text{beide aus Abb. 26 abgelesen.}$$

Aus der zweiten Gleichung erhalten wir für R_a:

$$R_a = \frac{2}{I_s}\left(U_{a0} - U_{s0}\frac{1+D}{D}\right).$$

R_a hat kein Maximum, es erreicht bei $D = \infty$ seinen größten Wert

$$R_a = \frac{U_{a0} - U_{s0}}{\frac{I_s}{2}},$$

U_g wird dann nach der ersten Gleichung unendlich groß.

Zur Berechnung des praktisch günstigsten D-Wertes müssen wir noch eine weitere Überlegung hinzunehmen: $\mathfrak{U}_g$ kann nicht beliebig

gesteigert werden: bei Widerstandsverstärkern kann man höchstens $\mathfrak{U}_g = \frac{U_a}{2}$ erreichen. Hierbei ist U_a die Betriebsspannung der vor der Endröhre liegenden Röhre. Da man diese praktisch kaum größer als die Betriebsspannung der Endröhre wählen wird, so kann man U_a mit der Betriebsspannung der Endröhre gleichsetzen. Wir wollen daher die weitere Bedingung einführen: $\mathfrak{U}_g = \frac{\alpha U_a}{2}$, wobei α bei Widerstandsverstärkern stets kleiner als 1, bei Transformatorenverstärkern auch noch ein wenig größer als 1 sein kann.

Nun folgt durch Elimination von $\frac{R_a I_s}{2}$ aus den beiden Ausgangsgleichungen:

$$U_{s0}(1 - D) - U_{a0} D = -2\, U_g + D\, U_{a0}.$$

Wenn man $\frac{U_{a0}}{U_{s0}}$ mit P abkürzt:

$$1 + D - PD = -2\alpha + DP; \quad D = \frac{P\alpha + 1}{2P - 1}.$$

Die Berechnung der D- und R_a-Werte für verschiedene P- und α-Werte ist in der mit „Zahlenbeispiel“ überschriebenenen Tabelle zusammengestellt. Den R_a-Werten liegen die Angaben

$$U_{a0} = 400 \text{ Volt.}$$
$$I_s = 100 \text{ mA}$$

zugrunde.

Zahlenbeispiel.

	$\alpha = 1$	$\alpha = 0{,}8$	$\alpha = 0{,}6$
$P = 4$	$D = 71\,\%$	57 %	43 %
$U_{s0} = 100$ Volt	$R_a = 3180\,\Omega$	2480 Ω	1380 Ω
$P = 6$	$D = 69\,\%$	51 %	38 %
$U_{s0} = 67$ Volt	$R_a = 4680\,\Omega$	4040 Ω	3120 Ω
$P = 8$	$D = 60\,\%$	48 %	36 %
$U_{s0} = 50$ Volt	$R_a = 5320\,\Omega$	4900 Ω	4200 Ω

Die Berechnung des günstigsten Durchgriffes für eine Röhre, deren geometrische Abmessungen und deren Sättigungsstrom festliegen, führt uns zu recht beträchtlichen Durchgriffen, wenn sie bei niedriger Betriebsspannung als Endverstärkerröhre ohne Gitterströme ausgesteuert werden soll.

7. Der abgestimmte Hochfrequenzverstärker (Neutrodynschaltungen).

An Stelle der Kopplungswiderstände R_a kann man auch Schwingdrosseln einschalten. Für die Hochfrequenzverstärkung erreicht man damit zwei Vorteile. Einmal hat der Widerstand der Schwingdrossel nur für die Resonanzfrequenz hohe Werte. Es wird nur die Welle verstärkt, auf die der Verstärker abgestimmt ist. Andererseits kann man die Röhrenkapazität mit der Abstimmkapazität vereinigen und dadurch unschädlich machen. Als Nachteile sind zu buchen: die Umständlichkeit der Bedienung, man muß jede Drossel beim Übergang auf eine andere Welle einzeln abstimmen; die Neigung zur Selbsterregung. Letztere beruht auf einer Kopplung einer Drossel mit der vorhergehenden über die Kapazität Anode—Gitter der Röhre.

Um diese Kopplung zu kompensieren, hat man zahlreiche Neutrodynschaltungen ersonnen. Als Beispiel sei nur folgende Schaltung (Abb. 27) besprochen. Der Anodengleichstrom sei z. B. der Spule der Schwingdrossel in der Mitte M zugeführt. M ist dann ein Spannungsknoten. Wenn Punkt 1 auf $+\mathfrak{U}_a$ liegt, hat Punkt 2 die Spannung $-\mathfrak{U}_a$. Durch die Röhrenkapazität C_{ga} fließt dann dem Gitter ein Wechselstrom $\mathfrak{J}_g = +j\,\omega\, C_{ga}\,\mathfrak{U}_a$ zu, der in der Schwingdrossel I einen Wechselstrom erregen und so das System zum Anschwingen bringen kann.

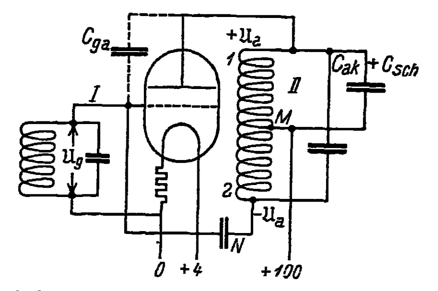


Abb. 27. Neutralisierung eines Verstärkers.

Ist nun der Neutrodynkondensator N ebenfalls auf den Wert C_{ga} eingestellt, so fließt über diesem dem Gitter ein Strom $-j\,\omega\, C_{ga}\,\mathfrak{U}_a$ zu oder: der dem Gitter über den Rückkopplungskanal zufließende Strom wird über N weitergeleitet. Hierdurch wird das Selbstschwingen verhindert.

Neutralisierung.

Wenn diese Neutrodynisierung richtig arbeiten soll, so muß die Voraussetzung: am Punkt 2 liege $-\mathfrak{U}_a$, wenn am Punkt 1 $+\mathfrak{U}_a$

liegt, auch wirklich erfüllt sein. Diese Voraussetzung ist aber namentlich bei hohen Frequenzen nicht erfüllt. Zunächst liegt noch eine innere Röhrenkapazität C_{ak} zwischen Kathode und Anode, die durch eine gleich große Kapazität C'_{ak} ausgeglichen sein muß. Dann muß dafür Sorge getragen werden, daß auch die zwischen M und 1 liegende Kapazität C_{sch} der folgenden Röhre ausgeglichen wird und daß beide Belege des Drehkondensators gleiche Erdkapazität haben. Auch dann sind die Spannungen zwischen $1\,M$ und $2\,M$ noch nicht exakt gleich; denn die Wirkwiderstände der beiden Zweige sind noch nicht abgeglichen. Da aber die Dämpfungswiderstände gegen die induktiven Widerstände klein sind, kann man auf ihre Abgleichung verzichten.

8. Doppelgitterröhren.

Bei der Besprechung der Verstärker haben wir als Anforderungen an eine gute Röhre kennengelernt: Hohe Steilheit und die Verbindung eines geringen Durchgriffes mit geringer Betriebsspannung und unbelastetem Gitter.

Die Steilheit ist begrenzt durch die Raumladung. Um diese zu beseitigen, erfanden Schottky und Langmuir unabhängig voneinander das Raumladungszerstreuungsgitter. Dieses wird zwischen Glühdraht und Steuergitter angebracht und erhält eine konstante positive Spannung $U_r = U_r$. Hierdurch wird die Raumladung abgesaugt. Die Elektronen fliegen bei schwach negativer Steuerspannung durch das Raumladungsgitter bis dicht vor das Steuergitter, kehren dort um, fliegen durch das Raumladungsgitter zurück bis dicht vor den Glühdraht. Dann wiederholt sich das Spiel. Bei jedem Durchgang durch das positiv geladene Raumladungsgitter wird ein bestimmter Prozentsatz aufgefangen. Nach mehrfachem Pendeln gelangen die Elektronen schließlich alle auf das Raumladungsgitter. Sowie die Steuerspannung positiv wird, fliegen die Elektronen alle durch das Steuergitter zur Anode. Wenn der Spannungsabfall im Glühdraht Null wäre, und wenn die Elektronen mit der gleichen Geschwindigkeit Null den Glühdraht verließen, und wenn die Bahnen rein radial wären, würde man bei Raumladungsgitterröhren Charakteristiken mit unendlicher Steilheit erhalten. Von den drei Bedingungen ist aber nur die erste durch Verwendung von Äquipotentialkathoden (fremd geheizten Kathoden) erfüllbar.

In welcher Weise die Charakteristiken bei Doppelgitterröhren von den Dimensionen und der Raumladungsgitterspannung abhängen, soll im physikalischen Teile gezeigt werden.

Die Verbindung der drei Forderungen: geringer Durchgriff, geringe Betriebsspannung und unbelastetes Gitter, gelang Schottky in eleganter Weise durch Einfügen eines Gitters zwischen Anode und Steuergitter, des Anodenschutznetzes. Dieses auf konstanter Spannung liegende Gitter schirmt das Steuergitter von der Anode ab und bewirkt so, daß sich die Spannungsschwankungen an der Anode am Steuergitter nur wenig, an der Kathode fast gar nicht mehr bemerkbar machen, sorgt also für kleinen Durchgriff der Anode durch das Steuergitter. Das Steuergitter kann dabei selbst weitmaschig sein, der Durchgriff D_{gn} des Schutznetzes durch das Steuergitter groß. Wenn U_n die Schutznetzspannung ist, so verschiebt das Glied $D_{gn} \cdot U_n$ die Kennlinie hinreichend stark in das Gebiet negativer Gitterspannungen, so daß man mit unbelastetem Gitter arbeiten kann. U_n soll so hoch wie möglich sein, d. h. es soll so weit gesteigert werden, daß es noch keinen zu großen Bruchteil des Anodenstromes wegfängt.

Wenn man z. B. mit einer Anodenspannung von 100 Volt arbeitet, und die Anodenspannungsamplitude 20 Volt ist, so lädt man das Schutznetz praktisch auf 80 Volt. Die Anode ist dann stets positiver als das Schutznetz, und der Stromanteil, der vom Schutznetz weggefangen wird, bleibt gering.

Bemerkt sei, daß man dieselbe Röhre als Raumladungsgitterröhre und als Anodenschutznetzröhre schalten kann, auch kann man Röhren mit 3 Gittern ausrüsten.

Die Theorie der Anodenschutznetzröhren wird ebenfalls im physikalischen Teile gegeben werden.

9. Verstärkungsmessungen[1]).

Zur Bestimmung des Verstärkungsgrades bedient man sich einer der Anordnungen Abb. 28 bis 30.

In allen drei Anordnungen mißt man die Spannungsverstärkung, d. h. das Verhältnis der Spannungen, bei denen das Telephon allein und das

---

[1]) Es sei die ausführliche, viele wertvolle Zahlenangaben enthaltende Verstärkermeßtechnik von M. v. Ardenne (J. Springer, 1929) empfohlen.

Telephon mit Lautverstärker gleich laut ansprechen. In der Anordnung Abb. 28 wird dieser Quotient $\mathfrak{V}_u$ direkt am Brückendraht abgelesen:

$$\mathfrak{V}_u = \frac{U_F}{U_V} = \frac{10000}{l}.$$

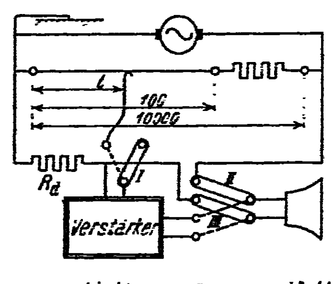


Abb. 28. Verstärkungsmessung mit der Brücke.

In der Anordnung Abb. 29 beträgt er

$$\mathfrak{V}_u = \frac{R + 0{,}1}{0{,}1} \approx \frac{R}{0{,}1},$$

falls man den Strom im Stöpselwiderstand und den Telephonstrom gegen den Strom in den beiden 0,1-Ohmwiderständen und den Strom in der Primärwicklung des Lautverstärkers gegen den Strom im Stöpselwiderstand vernachlässigt, was durchaus erlaubt ist.

In der Anordnung Abb. 30 muß die variable Kopplung zwischen dem Erregerkreis und dem Lautverstärkerkreis vorher geeicht werden.

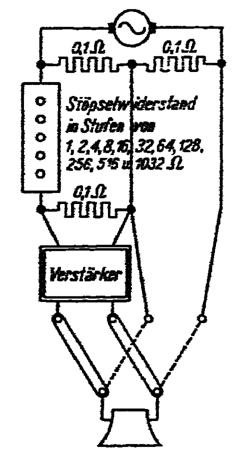


Abb. 29. Verstärkungsmessung mit dem Stöpselrheostaten.

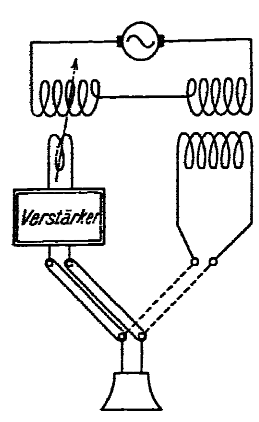


Abb. 30. Verstärkungsmessung mit geeichter Kopplung.

$\mathfrak{V}_u$ ist dann der Eichkurve, die den Zusammenhang zwischen $\mathfrak{V}_u$ und den Stellungen der Kopplung darstellt, zu entnehmen.

Um das Stromverstärkungsverhältnis $\mathfrak{B}_i$ zu ermitteln, muß man die Scheinwiderstände ($j\,\omega L + R$) vom Telephon und Lautverstärker in der Wechselstrombrücke vorher für die in Frage kommende Frequenz ermitteln.

$$\mathfrak{B}_i = \frac{J_F}{J_V} = \mathfrak{B}_u \sqrt{\frac{\omega^2 L_V^2 + R_V^2}{\omega L_F^2 + R_F^2}} \quad \begin{cases} \text{Index } F \text{ bezieht sich auf das Telephon,} \\ \text{Index } V \text{ auf den Verstärker.} \end{cases}$$

Die Leistungsverstärkung $\mathfrak{B}^2$ kann schließlich aus $\mathfrak{B}_e^2$ oder $\mathfrak{B}_i^2$ berechnet werden.

$$\mathfrak{B}^2 = \mathfrak{B}_u^2 \frac{R_F(\omega^2 L_V^2 + R_V^2)}{R_V(\omega^2 L_F^2 + R_F^2)} = \mathfrak{B}_i^2 \frac{R_F}{R_V},$$

$$\mathfrak{B}^2 = \mathfrak{B}_i \mathfrak{B}_u \frac{\cos\varphi_F}{\cos\varphi_V}, \quad \text{wobei } \operatorname{tg}\varphi = \frac{R}{\omega L}.$$

Der Verstärkungsgrad $\mathfrak{B}$ ist für gleiche Telephon- und Lautverstärkerscheinwiderstände dem Spannungs- und Stromverstärkungsverhältnis gleich.

Praktisch interessiert meist die einfachere Frage: Welchen Bruchteil einer Wechselspannung $\mathfrak{U}$ höre ich über eine Leitung von R_d Ohm, oder welchen Bruchteil der Erregung eines Detektors eines funkentelegraphischen Empfängers mit dem inneren Widerstand R_d höre ich bei Zwischenschaltung eines Lautverstärkers ebensogut wie die volle Wechselspannung oder Erregung mit dem Telephon allein?

Zur Beantwortung dieser Frage schalte man R_d in der in Abb. 28 angegebenen oder an entsprechender Stelle der anderen Schaltungen ein; man stelle den Gleitkontakt auf dem Potentiometerdraht so ein, daß beim Umschalten des dreiteiligen Schalters I, II, III, Abb. 28, von „verstärkt" auf „unverstärkt" sich die Lautstärke nicht ändert. Das abgelesene Spannungsverstärkungsverhältnis $\mathfrak{B}_u$ ist die gesuchte Antwort.

Um Störungen durch Ladungsströme zu vermeiden, erdet man, wie in Abb. 28 angegeben. Bei Verwendung einer variablen Kopplung (Abb. 30) wird man von Ladeströmen weniger gestört, ein wesentlicher Vorteil bei der Messung des Verstärkungsgrades für sehr schwache Ströme.

Mit dem Ohr kann man die Lautstärke kaum genauer als auf 30 % abgleichen. Für genauere Messungen bediene man sich eines künstlichen Ohres (Abb. 31), wobei die Röhre als Gleichrichter (vgl.

Abschnitt IV) geschaltet ist. Eine derartige Anordnung ist eichbar. Die Anordnung rechts von der Linie AB stellt ein hochempfindliches Voltmeter für Wechselstrom beliebiger Frequenz dar. Die Benutzung dieser Anordnung als „Röhrenvoltmeter" wurde von Hohage ausgearbeitet. Eine Reizschwelle des Verstärkers ist bisher noch nicht beobachtet worden. Es ist prinzipiell denkbar, den Übergang einzelner Elektronen durch weitgehende Verstärkung hörbar zu machen. In diesem Zusammenhang ist die Vermutung geäußert worden, das Rauschen der Verstärker sei auf diskontinuierlichen Übergang der Elektronen zurückzuführen (Schroteffekt, Schottky).

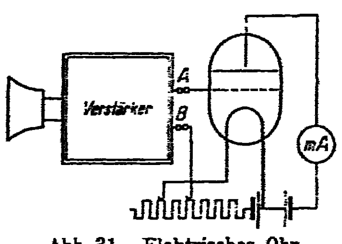


Abb. 31. Elektrisches Ohr.

Die Untersuchung der Ursachen des sehr lästigen Rauschens und Prickelns und die Auffindung der Mittel zu ihrer Beseitigung sind sehr wichtige, aber zurzeit noch ungelöste Aufgaben. Gasreste in den Röhren, meist aber Wackelkontakte in der Verstärkerapparatur sind die normalen Ursachen des Prickelns.

10. Zwischenverstärker.

Bei dem bisher beschriebenen Verstärker muß der von einer fernen Sprechstelle kommende schwache Strom an das Gitter der ersten Röhre gelegt werden, der verstärkte Strom fließt im Anodenkreis und muß von da aus dem Hörer zugeführt werden. Wünscht man einen Wechselverkehr beider Stationen, so muß der Verstärker beim Sprechen der zweiten Station umgeschaltet werden (vgl. Abb. 32 und 33).

Der gewöhnliche Verstärker verstärkt nur in einer Richtung; er wird deshalb auch mit der Bezeichnung „Richtverstärker" belegt.

Für den normalen Fernsprechverkehr ist ein derartiges Umschalten sehr lästig; da man den verhältnismäßig empfindlichen Verstärker im Fernsprechamt aufzustellen wünscht, müßten beide Teilnehmer beim abwechselnden Hören und Sprechen durch besondere Kontakte die Umschaltung des Verstärkers betätigen. Um diesem Übel abzuhelfen, hat man Schaltungen ersonnen, die es ermöglichen,

en Verstärker ohne besonderes Umschalten nach beiden Richtungen u benutzen. Eine derartige Schaltung nennt man „Zwischen-erstärker“ (Abb. 32 bis 35).

Damit der Sprechverstärker den Hörverstärker nicht mit erregt nd der Hörverstärker keine Energie an den Sprechverstärker verliert,

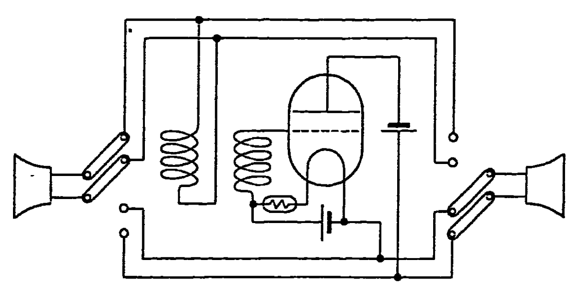


Abb. 32. Zwischenverstärker mit Umschaltung.

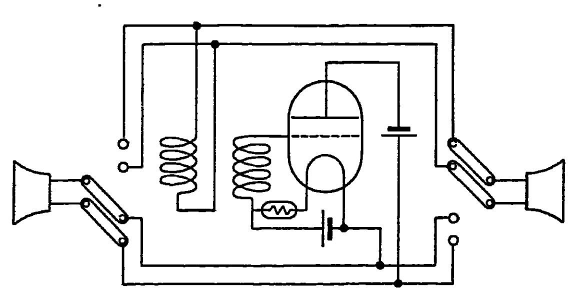


Abb. 33. Zwischenverstärker mit Umschaltung.

st dafür Sorge getragen, daß sich der Strom auf die beiden Spulen I zw. II (Abb. 35) genau gleichmäßig verteilt und die zugehörigen ekundärwindungen nicht erregt. Um dies zu erreichen, sind Ausleiche eingeschaltet, die dieselbe Charakteristik wie die Fernleitung zw. die Leitung und Apparatur des Ortsteilnehmers haben.

Eine zweite von der Reichspost eingeführte Schaltung zeigt bb. 34.

Die Zweige R_1, 1, 1, R_1 und R_2, 2, 2, R_2 sind so abgeglichen, daß ich der Anodenstrom gleichmäßig verteilt, die beiden Transformatoren Tr_1 und Tr_2 sind gleich und so geschaltet, daß sich die Sekundärpannungen aufheben, wenn sie von je einer Hälfte des Anodenstromes

durchflossen werden. Kommt ein Strom von links, so wird Transformator 1 von einem größeren Stromanteil als Transformator 2 durchflossen, da dem Transformator 2 noch die vier Widerstände vor-

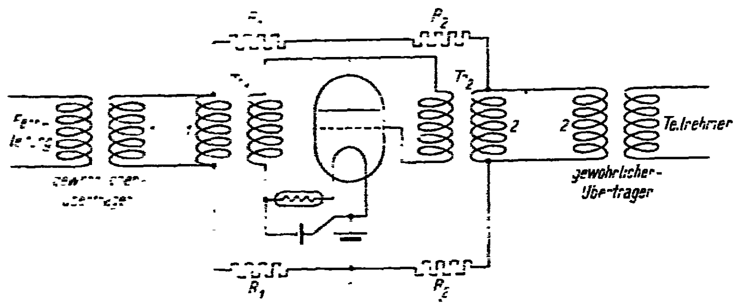


Abb. 34. Zwischenverstärker mit Brückenschaltung.

geschaltet sind. Das Gitter der Röhre wird erregt, und die Verstärkung setzt ein.

Die erste Schaltung hat den Nachteil, daß sowohl vom Hörverstärker wie vom Sprechverstärker nur die halbe Leistung ausgenutzt wird.

Die zweite Schaltung hat außerdem noch den Nachteil, daß man nur einen Teil der ankommenden Energie zur Erregung des Gitters benutzt.

11. Der Echosperrer.

Wenn eine Telephonleitung durch einen Endapparat (Fernhörer oder Verstärker) abgeschlossen ist, dessen Widerstand für jede Frequenz nach Amplitude und Phase genau dem Wellenwiderstand der Leitung entspricht, so findet keine Reflexion der Sprechströme statt. Ein solcher genauer Ausgleich der Widerstände ist aber nicht möglich. Bei langen Leitungen mit mehreren Zwischenverstärkerämtern beträgt namentlich wegen der Phasenverschiebungen in den Verstärkern die Laufzeit der Wellen über $^1/_5$ Sekunde, so daß der Teilnehmer ein störendes Echo seiner eigenen Sprache hört.

Um dieses Echo zu unterdrücken, wird ein Echosperrer eingebaut. Er ist im Prinzip in Abb. 35 dargestellt.

Die negative Gitterspannung der Echosperrerröhre ist so groß, daß bei unbesprochener Leitung der Anodenstrom der Echosperrer-

röhre *ES* Null ist. Wird auf der Leitung gesprochen, so wird über die Kopplungsspule *KS* eine Gitterwechselspannung an die Echosperrerröhre gelegt. Der durch Gleichrichtung am unteren Knick der Anodenkennlinie entstehende Anodenstrom durchfließt den Sperrwiderstand *RS* und spannt die Verstärkerröhre der Rückleitung negativ vor.

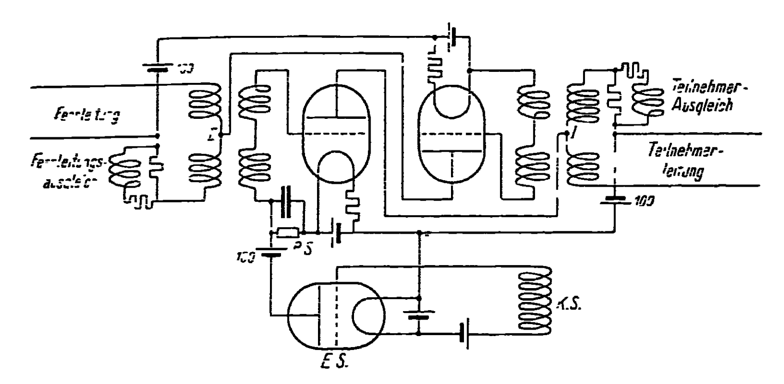


Abb. 35. Zweiwegzwischenverstärker mit Echosperrer.

Hierdurch wird der Anodenstrom der Verstärkerröhre ausgeschaltet und das Echo unterdrückt. Der Sprechende schaltet auf diese Weise ohne Benutzung eines mechanischen Zwischengliedes das Echo seiner Sprache selbst aus, verhindert aber auch, daß ihm der andere Teilnehmer ins Wort fallen kann.

III. Der Röhrengenerator.

Vorbemerkungen über die Rückkopplung.

a) Alexander Meissners Erfindung.

Eine Erhöhung der Leistung des Verstärkers durch Vergrößerung der Röhren: Steigerung des Sättigungsstromes und der Betriebsspannung, führt zum Röhrengenerator.

Allerdings bedarf ein solcher Generator der Erregung durch einen anderen Generator. Dieser Hilfsgenerator braucht aber nur eine geringe Leistung zu haben; er braucht ja nur das Gitter der Senderröhre aufzuladen, um den Anodenstrom der Senderröhre zu steuern.

Diese Bemerkung brachte Alexander Meissner auf die Idee, zum Aufladen des Gitters einen Teil der Leistung der Senderröhre selbst zu verwenden. Sie führte ihn zur Erfindung der Rückkopplung.

Das Prinzip der Rückkopplung wird auch sonst in der Technik vielfach verwendet. Bei der Dampfmaschine z. B. wird der Schieber vom Schwungrad aus so gesteuert, daß der Dampf im richtigen Takte bald vor, bald hinter dem Kolben eintritt. Beim Wagnerschen Hammer wird vom schwingenden Anker selbst aus ein Unterbrecher betätigt, der den Magnetisierungsstrom in solchem Takte und solcher Phase unterbricht, daß die bald auftretende, bald verschwindende magnetische Kraft den Anker in Schwingungen erhält. Beim Mikrophonsummer wird ein Teil der von der schwingenden Membran erzeugten Wechselstromleistung benutzt, die Schwingungen der Membran zu unterhalten. Alle diese Einrichtungen haben ein schwingendes System: Schwingungskreis beim Röhrensender, Rad, Hammer, Membran, und ein Schaltorgan: die Röhre, den Schieber, den Unterbrecher, die Kohlekörner des Mikrophons, und eine Verbindung vom schwingenden System zum Steuerorgan: das Schiebergestänge, die Verbindung der Kontaktfeder mit dem Hammer, die Verbindung der Membran mit den Kohlekörnern. Als Verbindung des Röhrensteuergitters mit dem Schwingungskreis erfand Meissner die „Rückkopplungsspule“, in der die für das Gitter bestimmte Steuerspannung vom Strom im Schwingungskreis induziert wird.

Bei allen Rückkopplungseinrichtungen steht Gleichstrom zur Verfügung, bei der Dampfmaschine Dampfgleichstrom, beim Wagnerschen Hammer und dem Mikrophonsummer elektrischer Gleichstrom, beim Röhrengenerator der von der Anodenbatterie gelieferte Gleichstrom. Dieser Gleichstrom muß im richtigen Takte, mit richtiger Frequenz und Phase unterbrochen oder verstärkt und geschwächt werden. Diesen unterbrochenen oder modulierten Gleichstrom kann man sich aus einem Gleichstromanteil und aus einem Wechselstromanteil zusammengesetzt denken. Der Wechselstromanteil besteht wieder aus Grund- und Oberschwingungen. Immer interessiert speziell die Grundschwingung, auf die das schwingende System abgestimmt ist. Bei allen Rückkopplungsschaltungen wird die Frequenz des treibenden Wechselstromanteils automatisch richtig, auf die Phase hingegen muß besonders geachtet werden.

b) Rückkopplungsschaltungen.

Abb. 36 zeigt die klassische Meissnerschaltung. Der Schwingungskreis besteht aus der Induktivität L, dem Widerstand R, der Kapazität C. Das Aus- und Einschalten des Gleichstromes geschieht mit Hilfe der Röhre. Liegt positive Spannung am Gitter, so ist der Strom eingeschaltet (in der Abb. 36 gezeichneter Zustand). Liegt negative Spannung am Gitter, so ist der Anodenstrom ausgeschaltet. Diese Schalt- oder Steuerspannung wird vom Schwingungskreis aus über die Kopplung L_{1g} in der Rückkopplungsspule L_g induziert.

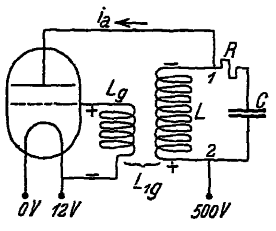


Abb. 36. Meissnerschaltung mit induktiver Rückkopplung.

Die Frequenz des Wechselstromanteils des von der Röhre gesteuerten Anodenstromes wird immer automatisch richtig. Der in der Eigenfrequenz des Schwingungskreises pendelnde Wechselstrom erregt ja die Gitterspannung selbst. Das Kriterium für die Richtigkeit der Phase liefert die Bedingung: der Anodenstrom soll dem Wechselstrom im Schwingungskreis Energie zuführen. Nun wird z. B. ein Akkumulator geladen, wenn der negative Strom zum negativen Pol hereinfließt. Hiernach muß der negative Anodenstrom eingeschaltet werden, wenn Punkt 1 des Schwingungskreises gegen Punkt 2 negativ ist. Da das Einschalten des Anodenstromes durch Anlegen positiver Spannung an das Gitter geschieht, so muß das Gitter positiv sein, wenn der Wechselstromanteil der Anodenspannung negativ ist. Die Anordnung arbeitet am besten, wenn die Gitterspannung gleichzeitig mit der Anodenspannung ihr Vorzeichen wechselt. Kleine Phasenverschiebungen stören wenig. Bei 90° Phasenverschiebung zwischen $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{U}_{st}$ setzt der Sender aus.

Weitere Ausführungsformen des Meissnerschen Gedankens zeigen die Abb. 37 bis 48. In Abb. 37 ist sowohl der Anodenkreis als auch der Gitterkreis induktiv an den Schwingungskreis angekoppelt. Diese Figur kann als die allgemeinste induktive Kopplung gelten. Abb. 38 zeigt die sogenannte Dreipunkt- oder K-Punkt-(Kathodenpunkt-) Schaltung. Die Anodenbatterie liegt zwischen Schwingungskreis und Anode.

Die Regulierung der Rückkopplung geschieht durch Verschieben des K-Punktes. Von Nachteil sind bei dieser Schaltung Nebenschlüsse

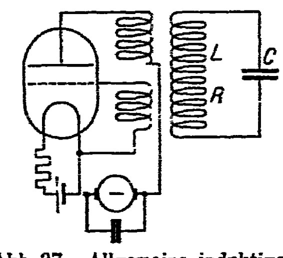


Abb. 37. Allgemeine induktive Rückkopplung.

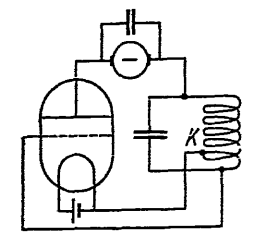
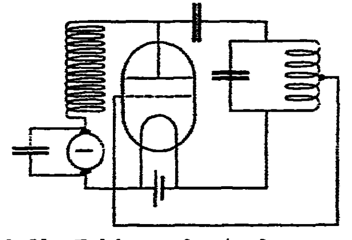
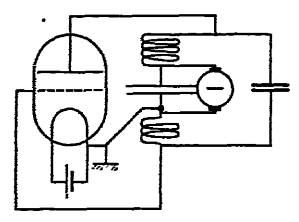


Abb. 38. Dreipunkt- oder K-Punktschaltung.


Abb. 39. Zuführung der Anodenspannung über eine Drossel.


Abb. 40. Zuführung der Anodenspannung im K-Punkt.

zwischen der Anoden- und Heizbatterie. Um diese zu vermeiden, kann man die Anodenspannung über eine Drossel zuführen (Abb. 39). Oder über einen im K-Punkt liegenden großen Kondensator (Abb. 40). Abb. 41 stellt eine kapazitive Rückkopplung dar, Abb. 42 eine Anordnung mit dem Schwingungskreis im Gitterkreis, die häufig bei Empfängern angewandt wird. Die in der Röhre zwischen Anode und Gitter liegende Kapazität C_{ag} wird zur Rückkopplung ausgenutzt bei den Schaltungen von Huth-Kühn (Abb. 43) und bei der Schaltung von Lorenz (Abb. 44).

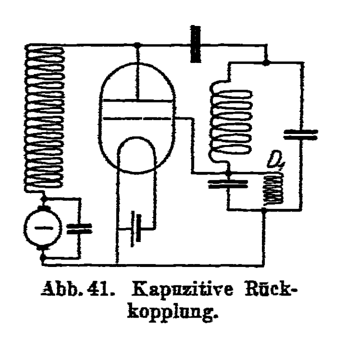


Abb. 41. Kapazitive Rückkopplung.

Ist die Rückkopplung bei der Huthschaltung unzureichend, so kann man zu C_{ag} eine Kopplungskapazität parallel schalten oder beide Kreise induktiv koppeln (Abb. 45, unterstützte Huthschaltung).

Die Kurzwellenröhre von Esau benutzt als Induktivität nur den stark gezeichneten Bügel, als Kapazität Gitter und Anode (Abb. 46).

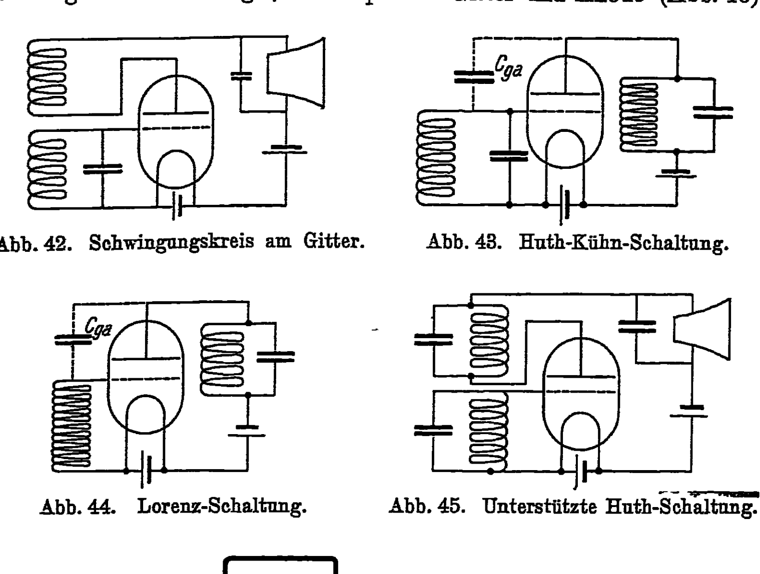


Abb. 42. Schwingungskreis am Gitter.

Abb. 43. Huth-Kühn-Schaltung.

Abb. 44. Lorenz-Schaltung.

Abb. 45. Unterstützte Huth-Schaltung.

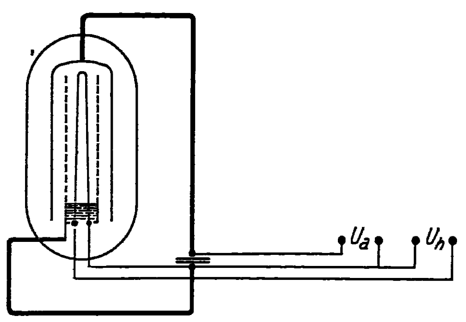


Abb. 46. Kurzwellenschaltung nach Esau.

wei Gegentakt- (va et vient- oder push pull-) Schaltungen zeigen die .bb. 47 und 48. Letztere wurde von Holborn zur Herstellung von Vellen unter 2 m angewendet.

c) Die Phasen- und Amplitudenbilanz.

Nach anfänglichem Aufschaukeln treten im Röhrensender un-edämpfte Schwingungen von konstanter Amplitude und Frequenz auf. Velche Bedingungen müssen erfüllt sein, damit sich Amplitude und

Phase nicht ändern? Welche Amplitude und Frequenz stellt sich im stationären (eingeschwungenen) Zustande ein?

Das Prinzip der Rückkopplung ist in der Einleitung zum dritten Abschnitt bereits erläutert worden: Die Gitterspannung wird von der Schwingung im Arbeitskreis selbst in der Rückkopplungsspule induziert. Die Gitterspannung steuert den Anodenstrom und dieser erregt wieder die Schwingung im Arbeitskreise. Statt von der Schwingung im

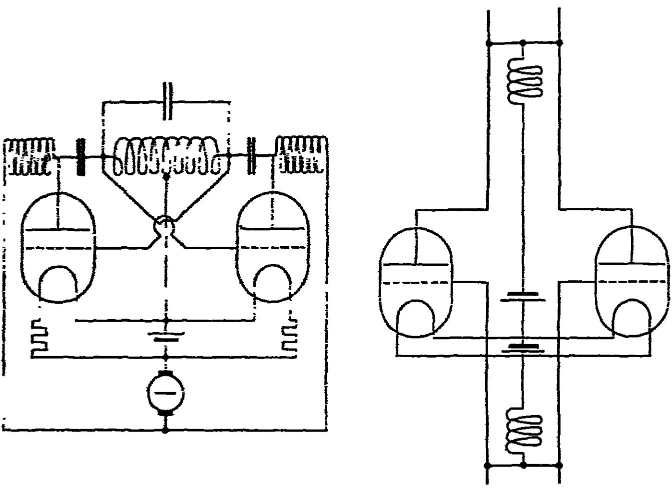


Abb. 47. Gegentaktschaltung.

Abb. 48. Kurzwellenschaltung nach Holborn.

Arbeitskreise auszugehen und den Kreislauf bei ihr wieder zu beenden, kann man als Anfangs- und Endpunkt auch die Gitterspannung oder den Anodenstrom wählen. Wir wollen letzteres tun.

Ist nun der Anodenstrom so groß, daß die von ihm erregte Arbeitskreisschwingung und die von dieser abhängige Gitterspannung in der Röhre gerade wieder einen Anodenstrom von gleicher Phase und Amplitude hervorruft, wie sie der ursprüngliche Anodenstrom hatte, von dem wir ausgingen, so wird sich der Schwingungszustand nicht ändern. Die Bedingung für den stationären Schwingungszustand lautet somit: *Der Anodenstrom muß über den Schwingungskreis, die Rückkopplung und die Röhre einen Anodenstrom hervorrufen, der dem ursprünglichen in Phase und Amplitude gleicht.*

Hat der erregte Anodenstrom eine größere Amplitude als der ursprüngliche, so werden sich die Schwingungen aufschaukeln. Der Anodenstrom liefert dann mehr Energie in den Arbeitskreis, als dort im Dämpfungswiderstand in Wärme umgesetzt wird.

Ist die Rückkopplung zu lose oder die Dämpfung im Arbeitskreis zu hoch, so wird die erregte Amplitude kleiner sein als die ursprüngliche. Der Leistungsverbrauch im Arbeitskreis wird nicht mehr durch den Nachschub aus der Röhre gedeckt. Die Schwingungen verklingen.

Als Bedingung zur Bestimmung der Amplitude der stationären Schwingung haben wir somit die Gleichheit der erregten und der ursprünglichen Amplitude oder die Gleichheit der gelieferten und der verbrauchten Leistung aufgefunden. Diese Bedingung sei als Amplituden- oder Leistungsbilanz bezeichnet.

Eine ähnliche Überlegung führt zur Bestimmung der Frequenz. Die Phase des Anodenstromes bestimmt die Phase der Arbeitskreisschwingung, diese die Phase der in der Rückkopplungsspule induzierten Gitterspannung und diese wieder (zusammen mit der Phase von $\mathfrak{U}_a$) die Phase des Anodenstromes. Die Phasenverschiebungen zwischen $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{J}_L$ und zwischen $\mathfrak{J}_L$ und $\mathfrak{U}_g$ ändern sich mit der Frequenz, wie im nächsten Kapitel berechnet werden wird.

Eilt der erregte Anodenstrom dem ursprünglichen voraus, so kann die Frequenz nicht erhalten bleiben. Bei jeder Schwingung trifft die Erregung etwas zu zeitig ein. Jede folgende Schwingung wird der vorhergehenden etwas voraneilen müssen. Das bedeutet aber nichts anderes als eine Verkürzung der Schwingungsdauer oder eine Erhöhung der Frequenz. Eilt die erregte Schwingung der ursprünglichen nach, so muß die Frequenz abnehmen. Sollen Schwingungen mit zeitlich sich nicht ändernder Frequenz entstehen, so muß die Phase des vom ursprünglichen Anodenstrom über Arbeitskreis, Rückkopplung und Röhre erregten Anodenstromes mit der Phase des ursprünglichen gerade übereinstimmen. Diese Bedingung sei als Phasenbilanz bezeichnet.

Damit haben wir die Bedingungen zur Bestimmung von Amplitude und Frequenz einer stationären Schwingung im Röhrengenerator aufgestellt:

Die Amplitude der stationären Schwingung wird durch die Amplituden- oder Leistungsbilanz, die Frequenz durch die Phasenbilanz bestimmt.

A. Die Gitterströme bleiben zunächst unberücksichtigt.

1. Die Schwinglinien.

Einführung der Schwinglinien. Die Schwingungsvorgänge sind im Vergleich zu anderen Bewegungsvorgängen deswegen der mathematischen Behandlung so leicht zugänglich, weil als Zeitfunktion immer $e^{j\omega t}$ auftritt. Diese einheitliche Zeitfunktion kann man immer aus den Gleichungen herausheben und statt mit einer Zeitfunktion mit der komplexen Amplitude, einer Zahl rechnen. Um diese bequeme Methode auch in diesem Buche überall anwenden zu können, wurden am Anfang des Buches die Rechenregeln für das Rechnen mit den komplexen Amplituden kurz zusammengestellt. Demselben glücklichen Umstande, daß eine Schwingung völlig durch ihre komplexe Amplitude festgelegt ist, verdanken wir auch die Möglichkeit einer Vektordarstellung der Schwingungsvorgänge. Grundbedingung für das Rechnen mit komplexen Amplituden und das Konstruieren der Vektordiagramme ist aber, daß die verwendeten Naturgesetze linear sein müssen. Dies wurde in der Einleitung unter Punkt 9 besprochen.

Die statischen Kennlinien der Röhre sind aber krumm. Mathematische Formeln lassen sich für die ganze Kennlinie einschließlich des Sättigungsgebietes und des Gebietes negativer Gitterspannungen nicht aufstellen. Die Theorie der Röhrenschwingungen scheint also, wenigstens von vornherein, für die so bequeme Methode der komplexen Amplituden nicht zugänglich zu sein. Wir müssen sie erst zugänglich machen.

Hierbei ist der leitende Gedanke: Wir wollen mit den Amplituden rechnen. Das geht aber nur, wie wir in den einleitenden Bemerkungen über das Rechnen mit komplexen Amplituden zeigten, solange die Gleichungen in den Zeitfunktionen i und u linear sind. Der Zusammenhang von i_a, i_e, i_g, u_a, u_e, u_{st} über Schwingungskreis und Rückkopplung ist nun linear. Hier können und werden wir uns der bequemen Methode der komplexen Amplituden bedienen. Die Kennlinien der Röhre hingegen stellen einen nicht linearen Zusammenhang zwischen diesen Größen dar. Annäherungsrechnungen für solche nicht analytische Beziehungen werden sehr kompliziert. Das weist auf eine graphische Behandlung hin. Wir werden also graphisch den durch die Röhre gegebenen Zusammenhang der Amplituden $\mathfrak{J}_a$, $\mathfrak{J}_g$, $\mathfrak{J}_e$, $\mathfrak{U}_g$, $\mathfrak{U}_a$, $\mathfrak{U}_{st}$ zu konstruieren haben.

Für die meisten Aufgaben aus der Theorie der Röhrensender wird es genügen, wenn wir den Zusammenhang zwischen der Amplitude der Steuerspannung $\mathfrak{U}_{st}$ und der Amplitude des Emissionstromes $\mathfrak{J}_e$ kennen. Um die Gitterströme wollen wir uns ja zunächst nicht kümmern, sie sollen erst in einem zweiten Teil behandelt werden. $\mathfrak{J}_e$ ist also zugleich $\mathfrak{J}_a$. Da die Schwingungskreise der Röhrensender immer schwach gedämpft sind, verläuft der Strom im Schwingungskreis praktisch sinusförmig. $\mathfrak{U}_a$, $\mathfrak{U}_g$ und die Steuerspannung $\mathfrak{U}_{st}$ sind daher auch sinusförmig, selbst dann, wenn i_a starke Oberschwingungen hat (siehe den Abschnitt über Oberschwingungen). Da, wie bei der Besprechung der Phase der Steuerspannung abgeleitet, die Gitterspannung steigen muß, wenn die Anodenspannung sinkt, tritt in der Formel für die Steuerspannung ein Minuszeichen auf:

$$\mathfrak{U}_{st} = \mathfrak{U}_g - D\,\mathfrak{U}_a.$$

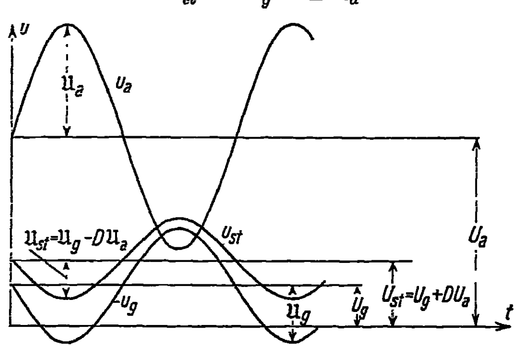


Abb. 49. Gitter-Anoden-Steuerspannungs-Verlauf.

Die Kurve, welche die Amplitude des Emissionsstromes $\mathfrak{J}_e$ mit der Amplitude der Steuerspannung $\mathfrak{U}_{st}$ verbindet, wollen wir mit „Schwinglinie" bezeichnen, im Gegensatz zur Charakteristik:

$$i_e = f(u_{st}) \text{ Charakteristik}; \quad \mathfrak{J}_e = f_1(\mathfrak{U}_{st}) \text{ Schwinglinie.}$$

Es soll nun zunächst die Schwinglinie graphisch aus der Charakteristik konstruiert und dann sollen im Schwingliniendiagramm die wichtigsten Aufgaben aus der Theorie der Röhrensender gelöst werden.

2. Ermittlung der Schwinglinie.

a) Graphisches Verfahren.

Man zeichne zunächst die Charakteristik (Abb. 50, I), darunter den zeitlichen Verlauf der Steuerspannung für verschiedene Ampli-

tuden (Abb. 50. II) und den zeitlichen Verlauf des Emissionsstromes (Abb. 50. III a. b, c, d. e). Nun ermittelt man nach der üblichen, in der Theorie der Fourierschen Reihen gelehrten Weise die Grundschwingung $\mathfrak{J}_a$ des Emissionsstromes und trage dessen Amplituden über $\mathfrak{U}_{st}$ auf (Abb. 50. IV). Dieses letzte Diagramm stellt dann die Schwinglinie dar.

Zur Ermittlung der Grundschwingung kann man sich eines harmonischen Analysators bedienen. Steht ein solcher nicht zur Verfügung, benutze man folgendes graphische Verfahren: Die i_a-t-Kurven lassen sich durch Fouriersche Reihen:

$$i_a(t) = I_a + J_a \sin \omega t + J_{a2} \sin 2\,\omega t + J_{a3} \sin 3\,\omega t + \cdots,$$

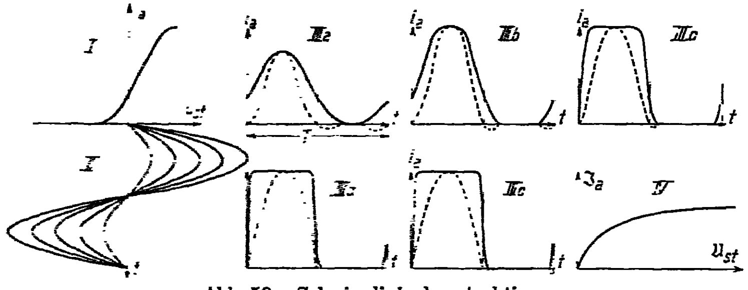


Abb. 50. Schwinglinienkonstruktion.

darstellen. Die Amplitude J_a der Grundschwingung berechnet sich dann durch das Integral

$$J_a = \frac{2}{T} \int_0^T i_a(t) \sin \omega t \, dt.$$

Bei der Integration geben alle anderen Glieder Null. Man überzeuge sich hiervon durch Auswerten des Integrals $\int_0^T J_{an} \sin n\,\omega t \sin \omega t \, dt$.

Um nach dieser Formel die Grundschwingungsamplitude zu konstruieren, multiplizieren wir in Abb. 50, III die i_a-Werte mit $\sin \omega t$. $i_a(t) \sin \omega t$ ist durch die gestrichelten Kurven dargestellt. Durch Planimetrieren (Auszählen der Quadrate des benutzten Koordinatenpapiers) ermitteln wir das Integral und dividieren schließlich den Wert durch T; benutzt man als T die in Abb. 50, III eingezeichnete Länge in Zentimetern, so erhält man J_a im i_a-Maßstab.

b) Experimentelle Aufnahme der Schwinglinien.

Um von den Kapazitätsströmen in den inneren Röhrenkapazitäten rei zu sein, arbeitet man am besten mit niederfrequentem Wechselstrom. Ian bediene sich der in Abb. 51 dargestellten Apparatur. Gitter- und Anodenwechselspannung werden an den Wechselstromvoltmetern $V_\sim$ abgelesen, der Anoden- und Gittergleichstrom und Wechselstrom mit inem auf Resonanz abgestimmten Saitengalvanometer gemessen. Ein nerklicher Gittergleichstrom wird bei großen Gitterspannungsamplituden uftreten. Er steigt stark an, wenn u_a unter u_g herunterschwingt vgl. den Abschnitt über den überspannten Betrieb). Der Gitter-

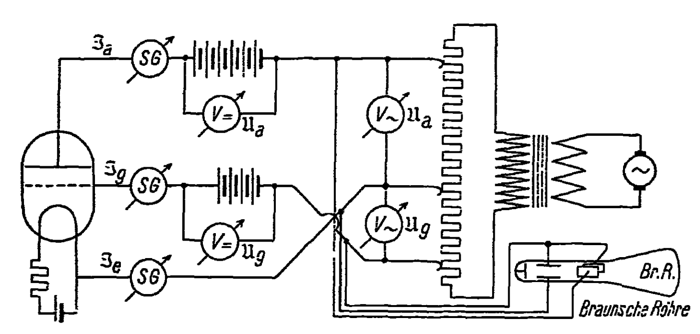


Abb. 51. Experimentelle Aufnahme der Schwinglinien.

gleichstrom wird durch positive Gittervorspannnng erhöht, durch negative Gittervorspannung erniedrigt. Die richtige Phase der beiden Spannungen kontrolliere man mit der Braun schen Röhre *Br R.* Ein Hitzdrahtinstrument ist zum Messen der Wechselstromamplituden nicht brauchbar, da es die Oberschwingungen mitmißt.

3. Konstruktionen im Schwingliniendiagramm.

Nachdem nunmehr die Methode der Behandlung der Röhrengeneratorschwingungen dargestellt ist, würde ein im Rechnen und in der Handhabung graphischer Darstellungen geübter Leser alle Einzelfragen aus der Theorie der Röhrensender, gewissermaßen als Übungsaufgaben, selbst lösen können. Da eine solche Übung aber nicht allgemein vorausgesetzt werden darf, möchte ich die wichtigsten Aufgaben vorführen.

In diesen Aufgaben soll immer gegeben sein: die Schwinglinie und der Durchgriff der Röhre, sowie *L, C, R* des Schwingungskreises.

Aufgabe a. Der fremderregte Sender.

Gegeben die fremderregte Gitterspannungsamplitude $\mathfrak{U}_g$. Gesucht $\mathfrak{U}_{st}$, $\mathfrak{J}_a$, $\mathfrak{U}_a$.

Es ist $\mathfrak{U}_g = \mathfrak{U}_{st} + D\mathfrak{U}_a$ und $\mathfrak{U}_a = \frac{\mathfrak{J}_a L}{CR}$, also $\mathfrak{U}_g = \mathfrak{U}_{st} + \frac{DL}{CR}\mathfrak{J}_a$.

Die Lösung der Aufgabe läuft also darauf hinaus, $\mathfrak{U}_g$ in die beiden Beträge $\mathfrak{U}_{st}$ und $\frac{DL}{CR}\mathfrak{J}_a$ unter Benutzung des Schwingliniendiagramms zu zerlegen.

Zwischenrechnung. $\mathfrak{U}_a = \mathfrak{R}_a \mathfrak{J}_a$. $\mathfrak{R}_a$ ist der Kombinationswiderstand der Stromverzweigung, die einerseits aus Induktivität und Widerstand $(j\omega L + R)$, andererseits aus einer Kapazität $\left(\frac{1}{j\omega C}\right)$ besteht (vgl. Abb. 36 ff.). Dieser berechnet sich nach der Kombinationswiderstandsformel $\mathfrak{R}_a = \frac{\mathfrak{R}_1 \mathfrak{R}_2}{\mathfrak{R}_1 + \mathfrak{R}_2}$ zu

$$\mathfrak{R}_a = \frac{(j\omega L + R)\frac{1}{j\omega C}}{j\omega L + R + \frac{1}{j\omega C}}.$$

Ist die Dämpfung gering, so können wir R neben ωL vernachlässigen. Da der Sender in der Resonanzfrequenz des Schwingungskreises angeregt werden soll (vgl. Abschnitt c, S. 51), ist $j\omega L + \frac{1}{j\omega C} = 0$.

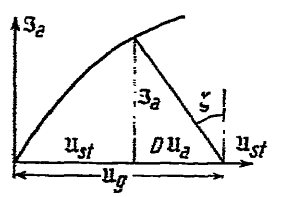


Abb. 52. Schwingliniendiagramm des fremderregten Generators.

Durch diese beiden Tatsachen vereinfacht sich die Formel für $\mathfrak{R}_a$ zu

$$\mathfrak{R}_a = \frac{L}{CR}.$$

Das Diagramm 52 ist dann folgendermaßen zu zeichnen: Trage $\mathfrak{U}_g$ auf der Abszisse ab. Berechne $\frac{DL}{CR}$ und $\zeta = \operatorname{arctg}\frac{DL}{CR}$, errichte im Pfeil von $\mathfrak{U}_g$ eine Gerade unter dem Winkel ζ. Die Koordinaten des Schnittpunktes S dieser Geraden mit der Schwinglinie sind $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{U}_{st}$. $\mathfrak{U}_a$ kann aus dem abzulesenden Stücke $D\mathfrak{U}_a$ berechnet werden.

Bemerkung über die Maßstäbe.

Der Tangens eines Winkels ist stets eine reine Zahl, in der Zeichnung ist $\frac{D\mathfrak{U}_a}{\mathfrak{J}_a}$ als Verhältnis zweier Längen ebenfalls eine reine

Zahl; $\frac{DL}{CR}$ ist aber ein Widerstand in Ohm, von dem man natürlich keinen arctg bilden kann. Um aus der berechneten Ohmzahl die Verhältniszahl der Längen zu gewinnen, müssen wir die Maßstäbe der Zeichnung berücksichtigen. Sie seien $\mathfrak{u}$ Volt/cm (d. h. 1 cm in der Zeichnung bedeuten $\mathfrak{u}$ Volt) und $\mathfrak{i}$ Amp./cm. Ein Widerstand von $\frac{\mathfrak{u}}{\mathfrak{i}}$ Ohm würde dann einem $\operatorname{tg}\zeta_0 = 1$; $\zeta_0 = 45^0$ entsprechen. Ein Widerstand von $\frac{DL}{CR}$ Ohm einem $\operatorname{tg}\zeta = \frac{DL}{CR}\frac{\mathfrak{i}}{\mathfrak{u}}$; $\frac{DL}{CR}\frac{\mathfrak{i}}{\mathfrak{u}}$ ist dann der Dimension nach eine reine Zahl.

Aufgabe b. Der rückgekoppelte Sender.

Gegeben ist, wie in Schaltung Abb. 36, L_{1g}, gesucht $\mathfrak{U}_{st}$, $\mathfrak{U}_g$, $\mathfrak{U}_a$, $\mathfrak{J}_a$ (vgl. Abb. 53).

Einführung der Rückkopplungsgeraden und der Rückkopplung. Die Anodenspannung und die Gitterspannung berechnen sich zu

$$\mathfrak{U}_a = j\omega L \mathfrak{J}_L; \quad \mathfrak{U}_g = j\omega L_{1g}\mathfrak{J}_L.$$

Hieraus folgt:

$$\mathfrak{U}_g = \mathfrak{U}_a \frac{L_{1g}}{L}.$$

Wir hatten berechnet:

$$\mathfrak{U}_a = \mathfrak{R}_a \mathfrak{J}_a = \frac{L}{CR}\mathfrak{J}_a.$$

Also:

$$\mathfrak{U}_g = \frac{L_{1g}}{CR}\cdot\mathfrak{J}_a.$$

Abb. 53. Schwinglinien-diagramm des rückgekoppelten Generators.

Nun können wir $\mathfrak{U}_{st}$ aus $\mathfrak{U}_g$ und $\mathfrak{U}_a$ zusammensetzen:

$$\mathfrak{U}_{st} = \mathfrak{U}_g - D\,\mathfrak{U}_a = \frac{\mathfrak{J}_a(L_{1g} - DL)}{CR}.$$

Der über die Rückkopplung gegebene Zusammenhang von $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{U}_{st}$ wird im Schwingliniendiagramm durch eine Gerade dargestellt, die durch den Nullpunkt geht. Wir wollen sie „Rückkopplungsgerade" nennen. Die Neigung dieser Geraden

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{L_{1g} - DL}{CR}$$

wollen wir „Rückkopplung", abgekürzt $\mathfrak{R}_k$ nennen[1]). Seine Dimension ist ebenfalls die eines Ohm. Wenn wir nicht, wie man das gewöhnlich tut, stillschweigend voraussetzen, daß die Maßstäbe der Zeichnung $\mathfrak{u} = 1$ Volt/cm, $\mathfrak{i} = 1$ Amp./cm sind, müssen wir wieder $\operatorname{tg}\alpha = \frac{L_{1g} - DL}{RC} \cdot \frac{\mathfrak{i}}{\mathfrak{u}}$ schreiben.

Nach dem Prinzip der Amplitudenbilanz gibt der Schnittpunkt S der Schwinglinie mit der Rückkopplungsgeraden die Amplituden an.

Aufgabe c. Der Schwingungseinsatz.

Wie weit muß man die Rückkopplung lockern, bis die Schwingungen aussetzen? Lockern wir die Rückkopplung (verringern wir L_{1g} bzw. die $\mathfrak{R}_k$), so läuft der Schnittpunkt S auf den Nullpunkt zu. Ist $\mathfrak{R}_k = \operatorname{tg}\alpha_0$ (Abb. 53) geworden, so ist S im Nullpunkt angelangt, die Schwingungen sind erloschen. Umgekehrt setzen die Schwingungen erst ein, wenn die $\mathfrak{R}_k$ den Wert $\operatorname{tg}\alpha_0$ erreicht hat. Nun ist aber (vgl. A 2, 2, S. 67 unten) die Steilheit der Schwinglinie im Nullpunkt gleich der Steilheit der Charakteristik im Schwingungsmittelpunkt. Wir erhalten also für den Schwingungseinsatz die einfache Regel:

$$\mathfrak{R}_k = \operatorname{tg}\alpha_0 \geqq \frac{1}{S}.$$

Aufgabe d. Berechne den Anschwingvorgang (vgl. Abb. 54).

Wenn kurz nach dem Einschalten des Generators die stationäre Amplitude $\mathfrak{J}_{a2}$ noch nicht erreicht ist, sondern z. B. erst die Ampli-

---

[1]) Zusammenhang der hier definierten „Rückkopplung" mit Barkhausens „Rückkopplungsfaktor" $\mathfrak{K} = \frac{\mathfrak{U}_g}{\mathfrak{U}_a}$.

$$\mathfrak{R}_k = \frac{\mathfrak{U}_{st}}{\mathfrak{J}_a} = \frac{\mathfrak{U}_g - D\mathfrak{U}_a}{\mathfrak{J}_a} = \left(\frac{\mathfrak{U}_g}{\mathfrak{U}_a} - D\right)\frac{\mathfrak{U}_a}{\mathfrak{J}_a} = (\mathfrak{K} - D)\,\mathfrak{R}_a$$

und

$$\mathfrak{K} = \frac{\mathfrak{R}_k}{\mathfrak{R}_a} + D.$$

Barkhausens Regel über den Schwingungseinsatz

$$\mathfrak{K} \geqq \frac{1}{S\mathfrak{R}_a} + D \quad \text{oder} \quad (\mathfrak{K} - D)\,\mathfrak{R}_a \geqq \frac{1}{S}$$

erhält die einfache Gestalt:

$$\mathfrak{R}_k \geqq \frac{1}{S}.$$

tude $\mathfrak{J}_{a1}$, so wird über die Rückkopplung die Steuerspannung $\mathfrak{U}_{st3}$ erzeugt, während, wie die Schwinglinie angibt, nur eine Steuerspannung $\mathfrak{U}_{st1}$ gebraucht würde, um $\mathfrak{J}_{a1}$ aufrechtzuerhalten. Es ist ein Überschuß $\delta\,\mathfrak{U}_{st}$ an Steuerspannung vorhanden. Es ist zu vermuten, daß die Aufschaukelgeschwindigkeit oder Anfachung der Schwingung mit diesem Überschuß im Zusammenhang stehen wird.

Dämpfung Abb. 54. Anfachung

Wenn erst $\mathfrak{J}_{a1}$ erreicht ist, so ist die Schwingung nicht durch $i_a = \mathfrak{J}_a e^{j\omega t}$, sondern durch $i_a = \mathfrak{J}_a e^{(\mathfrak{a}+j\omega)t}$ darzustellen, wobei $\mathfrak{a}$ die „Anfachung" $= \frac{d\mathfrak{J}}{\mathfrak{J}\,dt}$ bedeutet. Die Begriffe „Anfachung" und „Dämpfung" erläutern Abb. 54. $\operatorname{tg}\alpha$ (Abb. 55) ist die $\mathfrak{R}_k$ für die angefachte Schwingung, während $\operatorname{tg}\alpha_0$ die $\mathfrak{R}_k$ für die stationäre Schwingung ist. Um die Anfachung $\mathfrak{a}$ zu ermitteln, werden wir für eine Schwingung mit einer zunächst unbekannten Anfachung $\mathfrak{a}$ die $\mathfrak{R}_k$ zu berechnen haben, diese den aus Abb. 55 entnommenen $\operatorname{tg}\alpha$ gleichsetzen und aus der so gewonnenen Gleichung schließlich $\mathfrak{a}$ berechnen müssen.

Der Arbeitskreis setzt der anklingenden Schwingung den Widerstand

$$\mathfrak{R}_a = \frac{[(j\omega+\mathfrak{a})L+R]\dfrac{1}{(j\omega+\mathfrak{a})C}}{(j\omega+\mathfrak{a})L+R+\dfrac{1}{(j\omega+\mathfrak{a})C}} = \frac{1}{2C(d+\mathfrak{a})}$$

entgegen, wobei $d = \frac{R}{2L}$ Dämpfung des Arbeitskreises (Zwischenrechnung am Ende der Aufgabe). An Stelle von

$$\mathfrak{R}_{a0} = \frac{L}{CR} = \frac{1}{2Cd}$$

tritt
$$\mathfrak{R}_a = \frac{1}{2C(d+\mathfrak{a})}.$$

Dementsprechend erhält die $\mathfrak{R}_k$ den Wert:

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{L_{1g}/L - D}{2C(d+\mathfrak{a})},$$

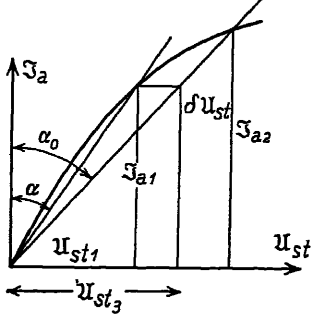


Abb. 55. Schwingliniendiagramm zur Berechnung der Anfachung.

während
$$\operatorname{tg}\alpha_0 = \frac{L_{1g}/L - D}{2\,C d}.$$
Die Anfachung $\mathfrak{a}$ berechnet sich hieraus zu
$$\mathfrak{a} = \frac{\operatorname{tg}\alpha_0 - \operatorname{tg}\alpha}{\operatorname{tg}\alpha}\cdot d.$$
Merkwürdig ist, daß die Anfachung nach unserer Formel
$$\mathfrak{a} = \frac{\operatorname{tg}\alpha_0 - \operatorname{tg}\alpha}{\operatorname{tg}\alpha}\cdot d$$
proportional der Kreisdämpfung d ist. Physikalisch ist das folgendermaßen einzusehen:

Ist der Kreis schwach gedämpft, so ist seine Schwingungsenergie $\left(\frac{\mathfrak{U}^2 C}{2}\right)$ groß; der Betrag, den die Röhre pro Schwingung als Ersatz der im Dämpfungswiderstand verzehrten Energie nachzuliefern hat, ist klein. Beim Anlauf der Schwingungen liefert die Röhre bei jeder Schwingung nur einen kleinen Bruchteil der Schwingungsenergie, der Anlaufvorgang verläuft langsam, die Anfachung $\mathfrak{a}$ ist klein. Ist die Dämpfung groß, so liefert im stationären Zustand die Röhre bei jeder Schwingung einen großen Bruchteil der Schwingungsenergie. Dementsprechend verläuft der Anlauf bei großer Dämpfung rasch.
Die Aufschaukelgeschwindigkeit $\frac{d\mathfrak{J}_a}{dt}$ selbst erhalten wir aus
$$\frac{d\mathfrak{J}_a}{dt} = \mathfrak{a}\,\mathfrak{J}_a = \delta\,\mathfrak{U}_{st}\,.\,d\,.\cot\alpha_0.$$

Zwischenrechnung: R sei wieder neben $(j\omega + \mathfrak{a})L$ zu vernachlässigen, $\mathfrak{a}$ sei klein gegen ω, so daß
$$\frac{1}{j\omega + \mathfrak{a}} = \frac{\mathfrak{a} - j\omega}{\mathfrak{a}^2 + \omega^2} = \frac{\mathfrak{a}}{\mathfrak{a}^2} - \frac{j\omega}{\omega^2} = \frac{\mathfrak{a}}{\omega^2} + \frac{1}{j\omega}.$$
Der Ausdruck für $\mathfrak{R}$ vereinfacht sich zu:
$$\mathfrak{R}_a = \frac{[(j\omega + \mathfrak{a})L]\dfrac{1}{(j\omega + \mathfrak{a})C}}{(j\omega + \mathfrak{a})L + R + \dfrac{1}{j\omega C} + \dfrac{\mathfrak{a}}{\omega^2 C}}$$
$$= \frac{L/C}{\mathfrak{a}\left(L + \dfrac{1}{\omega^2 C}\right) + R + j\omega L + \dfrac{1}{j\omega C}}.$$

Führen wir wieder die Resonanzbedingung

$$j\omega L + 1/j\omega C = 0; \quad 1/\omega^2 C = L$$

ein, so erhalten wir, da $d = R/2L$,

$$R_a = \frac{L/C}{\mathfrak{a}\left(L + \frac{1}{\omega^2 C}\right) + R} = \frac{L/C}{\mathfrak{a}\,2L + R} = \frac{L/C}{2L\left(\mathfrak{a} + \frac{R}{2L}\right)} = \frac{1}{2C(\mathfrak{a} + d)}.$$

Schnelltelegraphietastung.

Wie zu erwarten, wird die Anfachung im Schnittpunkt S gleich Null. Sie ist aber auch für die Amplitude Null gleich Null. Schwingungen, die von Null an einsetzen, werden zunächst sehr langsam anwachsen. Bei Schnelltelegraphie kann man das Anschwingen nicht abwarten. Hier ist ein kräftiger Anstoß durch Anodentastung oder durch Umladen des Gitters nach Abb. 56 nötig.

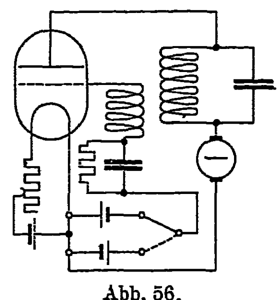


Abb. 56. Schnelltelegraphietastung.

Entdämpfung durch Rückkopplung.

Ist $\operatorname{tg}\alpha_0$ kleiner als $\operatorname{tg}\alpha$, die Amplitude größer als die Amplitude des stationären Zustandes, so wird $\mathfrak{a}$ negativ. Wir haben eine gedämpfte Schwingung. Die Dämpfung $\delta = -\mathfrak{a} = \frac{\operatorname{tg}\alpha - \operatorname{tg}\alpha_0}{\operatorname{tg}\alpha}\, d$ ist aber kleiner als d. Die Dämpfung des Kreises ist durch die Verbindung mit der Röhre verringert.

Wird der Kreis von außen erregt, so wird die im Dämpfungswiderstand verbrauchte Leistung z. B. zu $^9/_{10}$ von der Röhre und zu $^1/_{10}$ von der anregenden Stromquelle geliefert. Die Dämpfung des Kreises erscheint dann durch Verbindung mit der Röhre auf $^1/_{10}$ herabgesetzt. — Man kann auch die Wirkung der Röhre durch einen negativen, in den Kreis geschalteten Widerstand darstellen. Man muß dabei allerdings beachten, daß dieser negative Widerstand mit wachsender Amplitude abnimmt; im stationären Zustand wird er gerade dem Dämpfungswiderstand des Kreises gleich, so daß der resultierende Widerstand Null wird. Bei noch größeren Amplituden wird der „negative Widerstand" kleiner als der Kreiswiderstand.

Aufgabe e. Der gemischterregte Generator.
(Fall des rückgekoppelten Empfängers.)

Auf einen rückgekoppelten Empfänger treffe von der Sendestation eine Gitterspannung $\delta \mathfrak{U}_g$, die wir mit „Fernerregung" bezeichnen wollen. Es sei angenommen, daß die Fernerregung mit der von der Schwingung im Arbeitskreis induzierten Gitterspannung, der „Lokalerregung", phasengleich sei. Die üblichen Größen und L_{1g} seien gegeben. Die Amplituden $\mathfrak{J}_a$, $\mathfrak{U}_{st}$, $\mathfrak{U}_g$, $\mathfrak{U}_a$ sind zu konstruieren. — Die Steuerspannung berechnet sich zu

$$\mathfrak{U}_{st} = \delta \mathfrak{U}_g + \operatorname{tg} \alpha \mathfrak{J}_a.$$

Diese Gleichung stellt im Schwingliniendiagramm eine Gerade dar, die mit der Neigung $\operatorname{tg} \alpha = \mathfrak{R}_k$ die $\mathfrak{U}_{st}$-Achse in der Spitze des Abschnittes $\delta \mathfrak{U}_g$ schneidet (vgl. Abb. 57). Der Schnittpunkt S gibt wieder die Amplituden der Empfängerschwingung an.

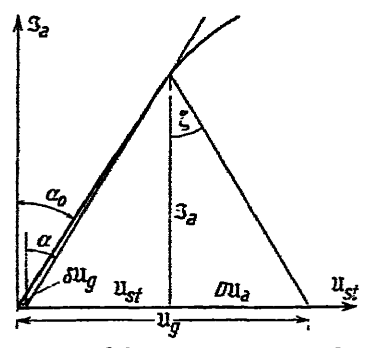


Abb. 57. Schwingliniendiagramm des gemischt erregten Generators (rückgekoppelter Empfänger).

Wenn die Schwinglinie ziemlich geradlinig verläuft und $\operatorname{tg}\alpha = \mathfrak{R}_k$ ein wenig kleiner als die zum Einsetzen der Schwingungen nötige $\mathfrak{R}_k = \operatorname{tg}\alpha_0$ ist, so ist die Gitterspannung $\mathfrak{U}_g$ ein Vielfaches der Fernerregung $\delta \mathfrak{U}_g$. Durch die Methode der Entdämpfung durch Rückkopplung kann man leicht Gitterspannungsamplituden herstellen, die die Fernerregung um das Zehnfache und mehr übertreffen. Da der Gleichrichtereffekt, der die Empfangslautstärke bedingt (siehe Abschnitt IV), mit dem Quadrat der Gitterspannungsamplitude zunimmt, kann man durch richtiges Einstellen der Rückkopplung große Empfangsverstärkungen erzielen.

Aufgabe f. Der Empfang modulierter Wellen.

Beim Telephonieempfang kommt es nicht nur darauf an, daß im stationären Zustand von einem schwachen Signal eine möglichst starke Schwingung im Empfänger erregt wird, sondern daß sich die Schwingungsamplitude auch rasch einstellt, denn sonst werden die tiefen Töne be-

vorzugt und die Sprache und Musik verzerrt. Je schwächer gedämpft ein Kreis ist, um so mehr Zeit braucht er, um sich aufzuschaukeln. Es ist zu befürchten, daß man den Gewinn an Lautstärke bei Rückkopplungsentdämpfung durch einen Verlust an Sprachklarheit bezahlen muß. Wir müssen also untersuchen, wie rasch die zeitliche Änderung des Anodenstromes der schwankenden Amplitude der Fernerregung folgt. Es ist die Aufgabe zu formulieren:

Gegeben ist eine Fernerregung $\delta \mathfrak{U}_g \cos \Omega t \cos \omega t$ (Ω = Tonfrequenz, Abb. 58), berechne den zeitlichen Verlauf von $\mathfrak{J}_a$ und der gesamten Gitterspannung $\mathfrak{U}_g$.

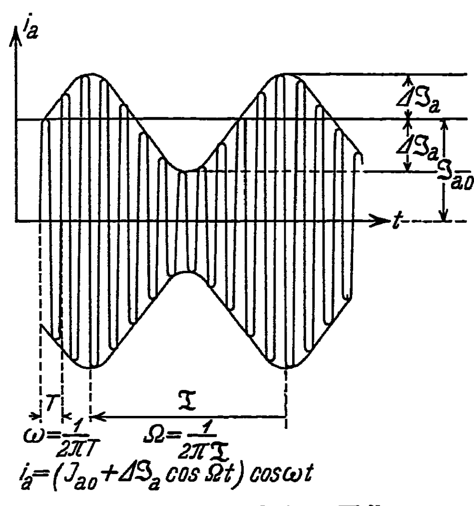


Abb. 58. Die modulierte Welle.

Die Schwinglinie sei innerhalb des Bereiches, in dem die Amplituden schwanken, als geradlinig angenommen. Ihre Neigung sei mit $\varkappa$ bezeichnet (Abb. 59). Die Schwankung der Anodenstromamplitude heiße Δ, der lokalerregte Teil der Steuerspannung $\Delta \mathfrak{U}_{st}$. Wir hatten für eine anklingende Schwingung mit der Anfachung $\frac{d\mathfrak{J}}{\mathfrak{J}\,dt} = \mathfrak{a}$ für die Rückkopplung den Wert

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{\frac{L_{1g}}{L} - D}{2\,C(\mathfrak{d}+\mathfrak{a})} = \operatorname{tg}\alpha_0 \frac{1}{1+\mathfrak{a}/\mathfrak{d}}$$

abgeleitet. Für eine modulierte Schwingung mit der Anfachung $\frac{d\mathfrak{J}}{\mathfrak{J}\,dt} = j\Omega$ hat die $\Re_k$ also den Wert $\operatorname{tg}\alpha_0 \frac{1}{1+\frac{j\Omega}{d}}$. Die lokal-

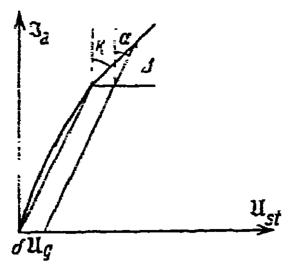


Abb. 59. Der Empfang modulierter Wellen.

erregte Steuerspannung ist also

$$\Delta\mathfrak{U}_{st} = \frac{\Delta\operatorname{tg}\alpha_0}{1+\frac{j\Omega}{d}}$$

und die gesamte Steuerspannung

$$\mathfrak{U}_{st} = \delta\mathfrak{U}_g + \Delta\mathfrak{U}_{st} = \delta\mathfrak{U}_g + \frac{\Delta\operatorname{tg}\alpha_0}{1+\frac{j\Omega}{d}},$$

der gesamte Anodenstrom:

$$\Delta = \cot\varkappa\,.\,\mathfrak{U}_{st} = \delta\mathfrak{U}_g\cot\varkappa + \Delta\frac{\cot\varkappa\operatorname{tg}\alpha_0}{1+\frac{j\Omega}{d}};$$

$$\Delta = \frac{\delta\mathfrak{U}_g}{\operatorname{tg}\varkappa - \operatorname{tg}\alpha_0\frac{1}{1+\frac{j\Omega}{d}}}.$$

Spezialfälle. Unmodulierte Welle; $\Omega = 0$:

$$\Delta = \frac{\delta\mathfrak{U}_g}{\operatorname{tg}\varkappa - \operatorname{tg}\alpha_0},$$

wie einfach aus dem Schwingliniendiagramm abzulesen.

Modulierte Welle, tiefer Ton: $\Omega \ll d$;

$$\Omega \approx \frac{\operatorname{tg}\varkappa - \operatorname{tg}\alpha_0}{\operatorname{tg}\alpha}d = A\,.\,d:$$

$$\Delta = \delta\mathfrak{U}_g\frac{1+\frac{j\Omega}{d}}{\operatorname{tg}\varkappa\left(1+\frac{j\Omega}{d}\right)-\operatorname{tg}\alpha_0} = \frac{\delta\mathfrak{U}_g\left(1+\frac{j\Omega}{d}\right)}{\operatorname{tg}\varkappa - \operatorname{tg}\alpha_0 + \operatorname{tg}\varkappa\frac{j\Omega}{d}}$$

$$\approx \frac{\delta\mathfrak{U}_g\cot\varkappa\left(1+\frac{j\Omega}{d}\right)}{A+\frac{j\Omega}{d}} \approx \frac{\delta\mathfrak{U}_g\cot\varkappa}{A+\frac{j\Omega}{d}}.$$

Modulierte Welle, sehr hoher Ton: $\Omega \gg d$, $\Omega \gg \Delta$:

$$\Delta = \frac{\delta \mathfrak{U}_g \frac{j\Omega}{d}}{\frac{j\Omega}{d} \cdot \operatorname{tg} \varkappa} = \delta \mathfrak{U}_g \cot \varkappa.$$

Die Anodenstromamplitude ändert sich so, als ob keine Rückkopplung und kein Schwingungskreis vorhanden wäre.

4. Die Schwinglinienschar mit U_{st} als Parameter.

a) Konstruktion der Schar.

Die Konstruktion der Schwinglinien begann mit der Festlegung des Schwingungsmittelpunktes. Würden wir einen anderen Schwingungsmittelpunkt festgelegt haben, so würden wir eine andere Schwinglinie erhalten haben. Das Verhalten der Röhre ist also nicht durch eine einzelne Schwinglinie, sondern durch eine Schwinglinienschar mit der Steuervorspannung $U_{st} = U_g + D\,U_a$ als Parameter festgelegt.

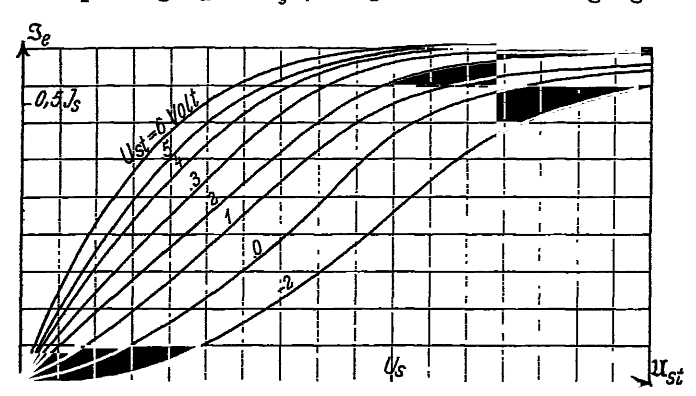


Abb. 60. Schwinglinienschar mit der Steuervorspannung als Parameter.

In Abb. 60 ist diese Schwinglinienschar für eine aus einer $i_e = c\,u_{st}^{3/2}$-Kurve und der Sättigungsstromkurve $i_e = I_s$ zusammengesetzte Normalcharakteristik gezeichnet.

b) Qualitative Konstruktionsregeln.

1. Für sehr kleine Amplituden können wir die Charakteristik als geradlinig ansehen. Daher ist die Anfangssteilheit der Schwinglinie gleich der Steilheit der Charakteristik im Schwingungsmittelpunkt.

2. Für sehr große Amplituden ist der zeitliche Verlauf des Anodenstromes rechteckig, die Amplitude der Grundschwingung erreicht asymptotisch den Wert

$$\mathfrak{J}_e = I_s \frac{2}{\pi} \left(\mathfrak{J}_e = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} i_e(\alpha) \cos \alpha \, d\alpha = \frac{I_s}{\pi} \int_0^{\pi} \cos \alpha \, d\alpha = I_s \frac{2}{\pi} \right).$$

5. Reduzierte Koordinaten; Röhrenkonstante c.

Unsere Schwinglinienschar umfaßt das gesamte Verhalten einer Röhre für alle Betriebsspannungen und alle Gittervorspannungen. Sie umfaßt aber nur eine Heizung und eine Röhrentype. Es besteht natürlich der Wunsch, mit einem solchen mühsam gezeichneten Diagramm auch verschiedene Heizungen und verschiedene Röhrentypen zu umfassen.

Das gelingt, wenn wir als Koordinaten nicht i_e, sondern das Verhältnis i_e/I_s und statt u_{st} das Verhältnis u_{st}/U_s einführen. Bis zum Eintritt des Sättigungsstromes gilt die Formel $i_e = c\, u_{st}^{3/2}$, wobei c von der Heizung und von der Röhrenkonstruktion abhängig ist. Für den Sättigungsstrom speziell gilt $I_s = c\, U_s^{3/2}$. U_s ist die Sättigungssteuerspannung. Die Konstante c ist durch den Sättigungsstrom I_s und durch die Sättigungsspannung U_s eindeutig bestimmt. Für Steuerspannungen, die größer als U_s sind, gilt einfach $i_e = I_s$. Setzen wir den Wert der Konstanten c in die Formel für die beiden Charakteristikenstücke ein, so erhalten wir für das erste Stück $\frac{i_e}{I_s} = \left(\frac{u_{st}}{U_s}\right)^{3/2}$, für das zweite $i_e/I_s = 1$.

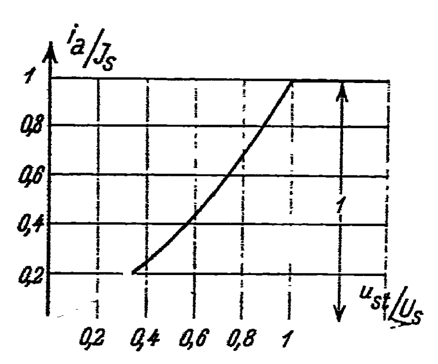


Abb. 61. Röhrenkennlinie in reduzierten Koordinaten.

Abb. 61 stellt also die Charakteristik aller Röhren für alle Heizungen dar. Allerdings ist die Genauigkeit der Darstellung nicht größer als die der $u^{3/2}$-Formel. Kleine Feinheiten, wie die Abrundung des oberen Knickes, bleiben unberücksichtigt.

Ähnlich wie man in der Thermodynamik die Verhältnisse Temperatur/kritische Temperatur, Druck/kritischen Druck mit reduzierten Koordinaten bezeichnet, wollen wir die Verhältnisse $\frac{i_e}{I_s}$ und $\frac{u_{st}}{U_s}$ auch mit „reduzierter Anodenstrom" und „reduzierte Steuerspannung" bezeichnen. Konstruieren wir uns das Schwingliniendiagramm in den reduzierten Koordinaten, so umfaßt es alle Heizungen und alle Röhrentypen.

6. Leistungslinien.

Die von der Gleichstromquelle zu liefernde Leistung ist $N_{=} = \bar{J}_e U_a$, wobei $\bar{J}_e$ der mittlere Emissionsstrom bzw. Anodenstrom ist (Gitterströme sollten ja zunächst unberücksichtigt bleiben). Um auch $N_{=}$ leicht ermitteln zu können, fügen wir dem Schwingliniendiagramm ein zweites bei, das, ebenfalls in reduzierten Koordinaten gezeichnet,

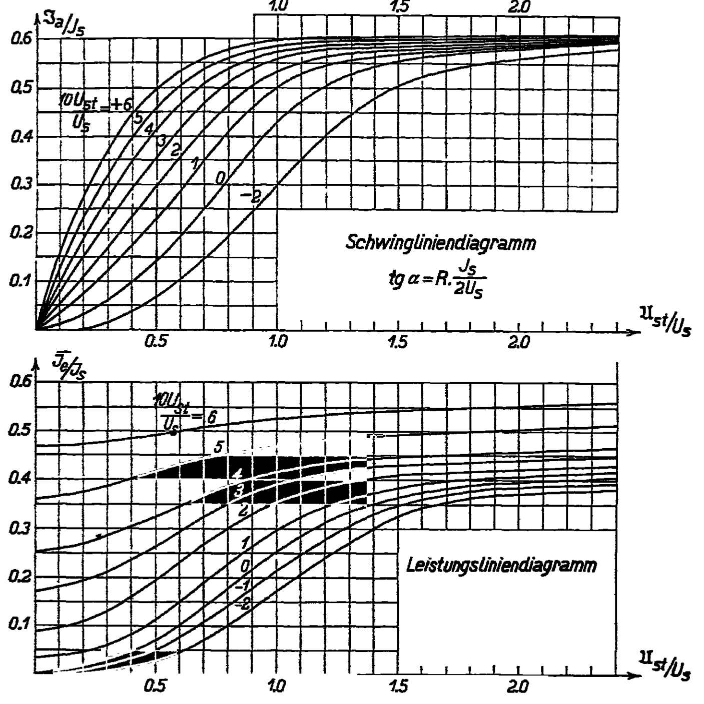


Abb. 62. Schwing- und Leistungslinien in reduzierten Koordinaten.

$\frac{\bar{J}_e}{J_s}$ als Funktion von $\frac{\mathfrak{U}_{st}}{U_s}$ mit dem Parameter $\frac{U_{st}}{U_s}$ enthält. Um die von der Röhre aufgenommene Gleichstromleistung zu berechnen, entnehmen wir dem Diagramm $\frac{\bar{J}_e}{I_s}$ und berechnen $N_= = \frac{\bar{J}_e}{I_s} \cdot I_s U_a$. Da wir die abgegebene Leistung $N_\sim = \frac{L}{CR} \frac{\mathfrak{J}_a^2}{2}$ leicht berechnen können, nachdem wir $\mathfrak{J}_a$ aus dem Schwingliniendiagramm abgegriffen haben, so können wir auch den Wirkungsgrad η und die durch Elektronenaufprall auf die Anode abgegebene Leistung $N_v = N_= - N_\sim$ ermitteln. Um aus dem in reduzierten Koordinaten gezeichneten Schwingliniendiagramm wieder auf die spezielle gegebene Heizung und Röhrentype übergehen zu können, müssen wir den Sättigungsstrom I_s und die Sättigungsspannung U_s kennen. Neben der gegebenen Heizung (I_s) muß also für die spezielle Röhre der Zusammenhang von U_s mit I_s bekannt sein. Nach der Langmuirschen Raumladungsformel gilt für zylindrische Anordnungen $I_s = 1{,}465 \,.\, 10^{-5}\, U_s^{3/2} \frac{l}{r}$ und ganz allgemein $I_s = c\, U_s^{3/2}$. Für normale Röhren, d. h. für solche, deren Charakteristik dem $u^{3/2}$-Gesetz gehorcht, genügt also die Angabe einer einzigen Konstante c, die wir mit Röhrenkonstante bezeichnen wollen.

7. Zahlenbeispiele.

Vorbemerkung über die Maßstäbe.

Zu unseren Konstruktionen im Schwingliniendiagramm brauchten wir die Kenntnis der beiden Winkel ζ und α:

$$\operatorname{tg}\zeta = \frac{DL}{CR}\frac{\mathfrak{i}}{\mathfrak{u}} = DR_a\frac{\mathfrak{i}}{\mathfrak{u}} \quad \text{und} \quad \operatorname{tg}\alpha = \frac{L_{1g} - DL}{CR}\frac{\mathfrak{i}}{\mathfrak{u}} = \frac{\mathfrak{K} - D}{\mathfrak{R}_a}\frac{\mathfrak{i}}{\mathfrak{u}}.$$

Wie sind nun die Maßstäbe beim Gebrauch unserer in reduzierten Koordinaten gezeichneten Diagramme zu berechnen? Es bedeutete ein Skalenteil der Ordinatenachse $0{,}2\,\frac{J_a}{I_s}$, ein Skalenteil der Abszissenachse $0{,}1\,\frac{\mathfrak{U}_{st}}{U_s}$, die Gleichung $\frac{u}{i} = R$ wird durch eine Gerade mit der Neigung ζ dargestellt, wobei

$$\operatorname{tg}\zeta = \frac{R \,.\, I_s}{2\, U_s}.$$

Der fremderregte Sender.

Wir behandeln zunächst zahlenmäßig einen fremderregten Sender. Die Röhrenkonstante sei $c = 1{,}5 \cdot 10^{-5}$ Amp./Volt$^{3/2}$, $U_s = 49$ Volt, hieraus berechnet sich I_s zu rund 50 mA. Es sei $L = 10^{-4}$ Henry, $C = 2000$ cm $= 2 \cdot 10^{-9}$ Farad, $D = 2\%$; $U_a = 2000$ Volt, $U_g = 0$. Es berechnet sich dann $\frac{L}{CR}$ zu 50000 Ohm, $\frac{DL}{CR}$ zu 1000 Ohm und $\operatorname{tg}\xi$ zu $1000 \cdot \frac{0{,}05}{2 \cdot 50} = 0{,}5$;

$$U_{st} = D \cdot U_a$$

berechnet sich zu 40 Volt;

$$\frac{U_{st}}{U_s} = 0{,}8.$$

Es sei schließlich noch gegeben

$$\mathfrak{U}_g = 80 \text{ Volt},$$

$$\frac{\mathfrak{U}_g}{U_s} = \frac{80}{50} = 1{,}6.$$

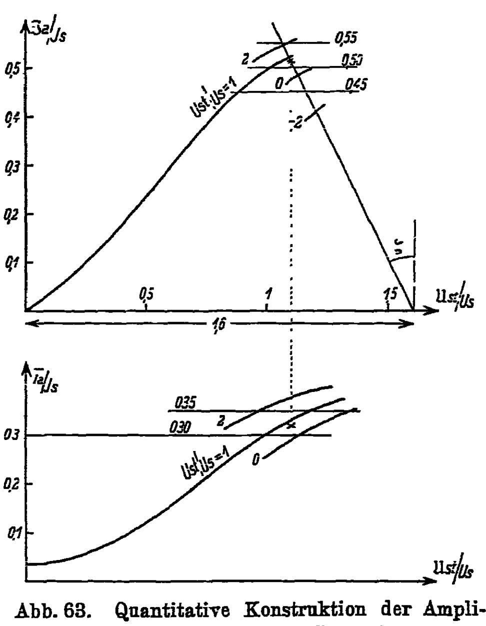


Abb. 63. Quantitative Konstruktion der Amplituden des fremderregten Generators.

Nun können wir die Konstruktion quantitativ ausführen. Wir tragen in Abb. 63 im Abszissenpunkt 1,6 eine Gerade unter dem Winkel $\xi = \operatorname{arctg} 0{,}5$ ein, diese schneidet die Schwinglinie mit dem Parameter -2 bei $\frac{\mathfrak{J}_a}{I_s} = 0{,}41$, die mit dem Parameter 0 bei 0,48 und die mit den Parametern 1 und 2 bei 0,52 und 0,545. Die Schwinglinie mit dem Parameter 0,8 wird dann etwa bei 0,516 geschnitten. [Will man die durch Abschätzung erfolgte Interpolation genauer haben, so zeichne man die kleine Nebenfigur Abb. 64, in der als Abszisse die $\frac{U_{st}}{U_s}$-Werte, als Ordinate die abgelesenen und oben verzeichneten $\frac{\mathfrak{J}_a}{I_s}$-Werte aufgetragen sind. Wir gelangen dann mit größerer Sicherheit zu dem

geschätzten Werte 0,516. Im allgemeinen wird eine Ermittlung des Wertes auf 1 bis 2% genügen, da die Übereinstimmung mit dem experimentell gefundenen Werte wegen der vernachlässigten Gitterströme und Abweichungen des Kennlinienverlaufs von der $u^{3/2}$-Kurve doch nicht genauer als 1 bis 2% wird. Aus diesem Grunde schien es auch unnötig, die Schwinglinien für die Parameter $\frac{U_{st}}{U_s} = 1{,}5$, 2,5 usw. in das Diagramm einzutragen.]

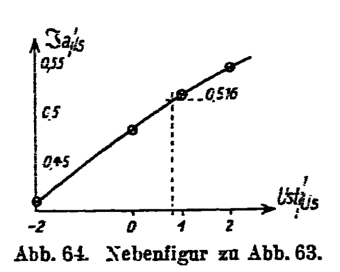


Abb. 64. Nebenfigur zu Abb. 63.

Als zugehörigen $\bar{i}_a/I_s$-Wert greifen wir in dem Leistungsliniendiagramm 0,32 ab. $\mathfrak{J}_a$ und $\bar{i}_a$ selbst erhalten wir durch Multiplikation mit I_s ($= 50$ mA) zu $\mathfrak{J}_a = 25{,}8$ mA, $\bar{i}_a = 16{,}8$ mA, $\mathfrak{U}_a = \mathfrak{J}_a \cdot \frac{L}{CR} = 25{,}8$ mA . 50000 Ohm $= 1290$ Volt, die von der Röhre gelieferte Leistung

$$\mathfrak{N}_a = \frac{\mathfrak{J}_a \mathfrak{U}_a}{2} = \frac{28{,}5\,\text{mA} \,.\, 1290\,\text{V}}{2} = 16{,}8\,\text{Watt},$$

während die von der Anodenbatterie gelieferte Leistung $\mathfrak{N}_1 = \bar{i}_a \,.\, U_a = 16$ mA . 2000 Volt $= 32$ Watt ist. Der Wirkungsgrad η ergibt sich dann zu $\eta = 53\%$.

Einfluß einer Betriebsspannungssteigerung auf die Röhrenleistung, die von der Anodenbatterie aufgenommene Leistung und den Wirkungsgrad.

Daß sich das Schwingliniendiagramm dazu eignet, mit Hilfe einiger Ablesungen rasch quantitative Kurven über das Verhalten der Röhre bei einer Veränderung der Betriebsbedingungen zu erhalten, möge die Ermittlung einer Tabelle über den Einfluß der Betriebsspannungssteigerung zeigen. Die Daten seien dieselben wie in dem ausgeführten Beispiel, nur die Betriebsspannung sei 2000, 3000, 4000, 5000 Volt. Wir berechnen zunächst für diese Spannungen die U_{st}, dann die $\frac{U_{st}}{U_s}$, greifen im Diagramm 62 die $\frac{\mathfrak{J}_a}{I_s}$- und $\frac{\bar{i}_a}{I_s}$-Werte ab (Zeile 1 bis 5 der Tabelle), berechnen dann die $\mathfrak{J}_a$- und $\bar{i}_a$-Werte (Zeile 6 und 7) und schließlich die $\mathfrak{U}_a$-, $\mathfrak{N}_a$-, $\mathfrak{N}_1$- und η-Werte (Zeile 8 bis 11).

Tabelle 1.

1. U_a	2000	3000	4000	5000 Volt
2. $U_{st} = U_a \cdot D$.	40	60	80	100 „
3. $\frac{U_{st}}{U_s}$	0,8	1,2	1,6	2,0
4. $\frac{\mathfrak{J}_a}{I_s}$	0,516	0.53	0,54	0,545
5. $\frac{\bar{i}_a}{I_s}$	0,32	0,335	0,350	0,365
6. $\mathfrak{J}_a$	25.8	26,5	27	27,3 mA
7. $\bar{i}_a$	16	16,8	17,5	18,3 „
8. $\mathfrak{U}_a$	1290	1325	1350	1365 Volt
9. $\mathfrak{N}_a$	16,8	17,6	18,2	18,7 Watt
10. $\mathfrak{N}_1$	32	50,4	70	91,5 „
11. η	53	35	26	20,4%

Die Tabelle lehrt uns: Wenn die berechnete Anodenwechselspannung kleiner als die Betriebsspannung ist, so nützt eine weitere Steigerung der Betriebsspannung nichts. Die von der Röhre abgegebene Leistung steigt nur ganz unbeträchtlich, während die aufgenommene Leistung stark ansteigt und der Wirkungsgrad infolgedessen stark sinkt.

Einfluß einer Heizstromsteigerung auf die Röhrenleistung und den Wirkungsgrad.

Um zur Lösung der Frage nach dem Einfluß einer Heizstromsteigerung eine Tabelle zu erhalten, müssen wir z. B. von den Sättigungsspannungen U_s ausgehen, mit Hilfe der Formel $I_s = c \cdot U_s^{3/2}$ ($c = 1{,}5 \cdot 10^{-4}$ Amp./Volt$^{3/2}$) die Sättigungsströme ausrechnen. In einer 3. Spalte (Tab. 2) folgen dann die $\frac{U_{st}}{U_s}$-Werte, in einer 4. Spalte die $\operatorname{tg}\zeta = \frac{DL}{CR} \cdot \frac{I_s}{2\,U_s}$-Werte, in einer 5. Spalte die $\frac{\mathfrak{U}_g}{U_s}$-Werte. Dann werden die Geraden eingezeichnet, genau wie in Abb. 62, die $\frac{\mathfrak{J}_a}{I_s}$-Werte (6. Spalte), die $\frac{\bar{i}_a}{I_s}$-Werte (7. Spalte) abgelesen, die $\mathfrak{J}_a$- und $\bar{i}_a$-Werte berechnet (Spalte 8 und 9) und dann wie bei dem ersten Beispiel $\mathfrak{U}_a$, $\mathfrak{N}_a$, $\mathfrak{N}_1$ und η ermittelt.

Tabelle 2.

1. U_s	49	64	81	100 Volt
2. I_s	50	77	108	150 mA
3. $\frac{U_{st}}{U_s}$	0,4	0,3	0,25	0,2
4. tg φ	0,52	0,60	0,67	0,75
5. $\frac{\mathfrak{U}_g}{U_s}$	1,63	1,25	1,01	0,8
6. $\frac{\mathfrak{J}_a}{I_s}$	0,46	0,37	0,27	0,17
7. $\frac{\bar{i}_a}{I_s}$	0,28	0,20	0,14	0,10
8. $\mathfrak{J}_a$	23	29	29	29 mA
9. $\bar{i}_a$	14	15	15	15 „
10. $\mathfrak{U}_a$	1150	1450	1450	1450 Volt
11. $\mathfrak{N}_a$	13	21	21	21 Watt
12. $\mathfrak{N}_1$	28	30	30	30 „
13. η	48	70	70	70 %

Zahlenmäßige Behandlung des selbsterregten Senders.

Die Daten seien dieselben wie in der ersten Aufgabe. Gegeben ist an Stelle der fremderregten Gitterspannung die Rückkopplung $\mathfrak{R}_k = 2600$ Ohm. Man könnte natürlich auch den Rückkopplungsfaktor $\mathfrak{K}$ nach Barkhausen geben und die Rückkopplung nach der Formel $\mathfrak{R}_k = (\mathfrak{K} - D)\,\mathfrak{R}_a$ berechnen. Zu $\mathfrak{R}_k = 2600$ Ohm gehört in unserem Beispiel der Rückkopplungsfaktor $\mathfrak{K} = \frac{\mathfrak{R}_k}{\mathfrak{R}_a} + D = \frac{\mathfrak{U}_g}{\mathfrak{U}_a} = 0{,}072$.

Der Winkel α der Rückkopplungsgeraden berechnet sich nach der Formel $\operatorname{tg}\alpha = \mathfrak{R}_k \cdot \frac{I_s}{2\,U_s}$ zu 1,3. Tragen wir die Rückkopplungsgerade mit dieser Neigung in das Schwingliniendiagramm ein, so erhalten wir die Abb. 65. Wir lesen für $\frac{\mathfrak{J}_a}{I_s}$ 0,56, für $\frac{\bar{i}_a}{I_s}$ 0,38 ab, wir berechnen hieraus durch Multiplikation mit $I_s = 50$ mA $\mathfrak{J}_a = 25{,}8$, $\bar{i}_a = 19$ mA, $\mathfrak{U}_a = 1400$ Volt, $\mathfrak{N}_a = 19{,}6$ Watt, $\mathfrak{N}_1 = 38$ Watt und $\eta = 50\%$.

Eine Erhöhung der Betriebsspannung ergibt, wie zu erwarten, wieder ein ganz geringes Ansteigen der Röhrenleistung, aber ein starkes Ansteigen der Leistung der Anodenbatterie und eine Abnahme des Wirkungsgrades. Das Resultat sei ohne eine ausführliche Darstellung des Rechenschemas in Tabelle 3 angegeben.

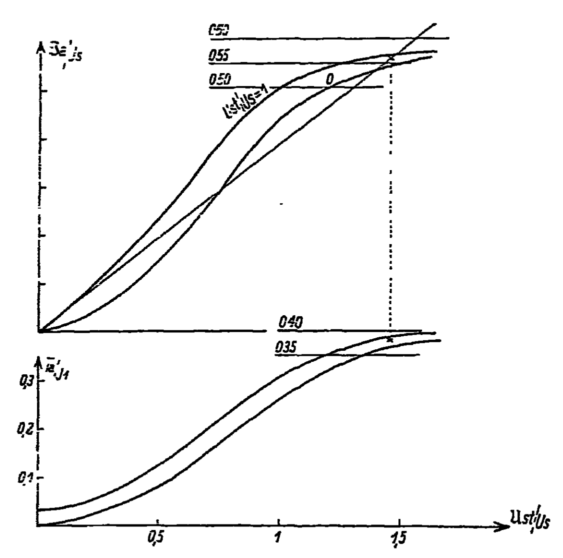


Abb. 65. Quantitative Konstruktion der Amplituden eines rückgekoppelten Generators.

Tabelle 3.

U_a	2000	3000	4000	5000 Volt
$\mathfrak{N}_a$	20,3	20,5	20,7	21 Watt
$\mathfrak{N}_1$	40,6	61,5	82,8	100 „
η	48	34	25	21%

Der Einfluß der Heizsteigerung auf die Leistung und den Wirkungsgrad des rückgekoppelten Empfängers sei ausführlicher behandelt. Wir berechnen wie in Tab. 2 zunächst wieder aus dem in der 1. Spalte (Tab. 4) eingetragenen U_s den Sättigungsstrom I_s (2), $\frac{U_{st}}{U_s}$ (3), tgα (4). Dann tragen wir die Rückkopplungsgeraden in das Schwingliniendiagramm ein und lesen im Diagramm $\frac{\mathfrak{J}_a}{I_s}$ und $\frac{\bar{i}_a}{I_s}$ ab (5 und 6), berechnen $\mathfrak{J}_a$

und $\bar{i}_a$ (7 und 8), $\mathfrak{U}_a = \mathfrak{J}_a \mathfrak{R}_a$ (9), $\mathfrak{N}_a$ (10), $\mathfrak{N}_1$ (11) und schließlich den Wirkungsgrad η (12).

Tabelle 4.

1. U_s	49	59	60,5 Volt
2. I_s	51	67	71 mA
3. $\frac{U_{st}}{U_s}$	0,8	0,6	0,5
4. tg α	1,3	1,4	1,5
5. $\frac{\mathfrak{J}_a}{I_s}$	0,56	0,58	0,58
6. $\frac{\bar{i}_a}{I_s}$	0,38	0,41	0,41
7. $\mathfrak{J}_a$	28	39	41 mA
8. $\bar{i}_a$	19	27	29 „
9. $\mathfrak{U}_a$	1400	1950	2050 Volt
10. $\mathfrak{N}_a$	19,6	38	42 Watt
11. $\mathfrak{N}_1$	38	55,2	58 „
12. η	50,2	69	72%

Die Tabelle zeigt, daß mit steigender Heizung Leistung, Wirkungsgrad und Anodenwechselspannung zunehmen. Wenn die Anodenwechselspannung 2000 Volt überschreitet, der Momentanwert der Anodenspannung u_a den Wert Null unterschreitet, so treten starke Gitterströme auf. Diese verringern die Anodenstromamplitude und führen zu einem Energieverbrauch im Gitterkreis. Unsere einfache Theorie, welche die Gitterströme nicht berücksichtigt, ist nicht mehr anwendbar. Es muß auf den zweiten Teil der Theorie der Senderschwingungen verwiesen werden, in dem die Gitterströme behandelt sind.

8. Der Schwingungseinsatz.

Wie unter 3, c) S. 60 besprochen, können Schwingungen erst einsetzen, wenn die Rückkopplung den Wert tg α_0 (Abb. 66) überschritten hat. Ist tg $\alpha >$ tg α_0, so genügt ein ganz kleiner Anstoß, um die Schwingungen in Gang zu bringen. Wie weiter unter 3, d) besprochen, wird der Anlaufvorgang um so länger dauern, je kleiner der Anstoß ist. Bei einem unendlich kleinen Anstoß wird er unendlich lange dauern. Die Anstöße beim Einschalten des Generators sind aber

immer so groß, daß sich die stationäre Amplitude innerhalb von etwa $^1/_{100}$ Sekunde ausgebildet hat.

Im Falle der Abb. 66 steigt die Schwingungsamplitude kontinuierlich mit fester werdender Rückkopplung, und nimmt kontinuierlich wieder auf Null ab, wenn die Rückkopplung wieder gelockert wird. Die Schwingungen „folgen".

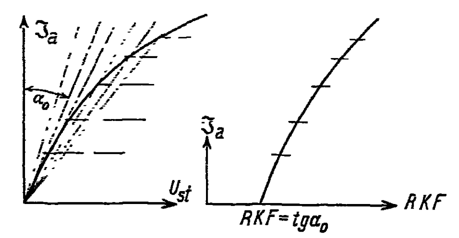


Abb. 66. Der Schwingungseinsatz: Folgen.
Lies in Abb. 66 und 67 $\mathfrak{R}_k$ statt *RKF*.

Im Falle der Abb. 67 setzen die Schwingungen bei tg α_e ein. Sie „springen" dann auf den Wert $\mathfrak{J}_{ae}$. Beim Lockern der Rückkopplung „folgen" sie bis zum Wert $\mathfrak{J}_{a2}$ und „reißen" dann bei $\mathfrak{R}_k = \text{tg}\,\alpha_2$ ab. Bei $\mathfrak{R}_k = \text{tg}\,\alpha_3$ setzen die Schwingungen nur ein, wenn der Anstoß so stark ist, daß er eine Amplitude $\geqq \mathfrak{J}_{a3}$ erzeugt.

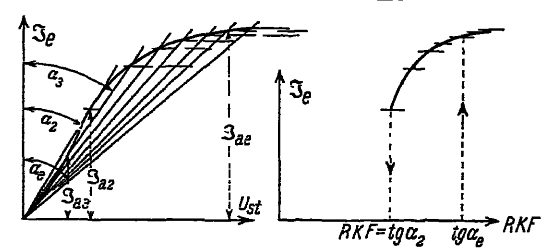


Abb. 67. Reißen und Springen.

Einstellung der Anfangskrümmung der Schwinglinie. Wenn man beim Empfänger eine möglichst hohe Entdämpfung durch Rückkopplung zu erzielen wünscht, so muß man sich aus der Schwinglinienschar diejenige herauswählen, welche am „grädesten" ist. Das ist aber die, deren Wendepunkt im Nullpunkt liegt. Um sie experimentell einzustellen, haben wir den richtigen Wert des Parameters $\frac{U_{st}}{U_s}$ zu wählen. Da $\frac{U_{st}}{U_s} = \frac{U_g + D\,U_a}{U_s}$, kann dies auf drei Arten

geschehen: durch Verändern der Gittervorspannung U_g, der Anodenbetriebsspannung U_a und der Heizung (U_s).

Bei der Besprechung des Audions mit Gitterblockierung werden wir auf dieses Einstellen der günstigsten Schwinglinie zurückkommen.

B. Berücksichtigung der Gitterströme.

1. Einführung der Gitterschwinglinien.

Wenn die Anodenspannung in der Mitte der ersten Halbperiode kleiner als die Gitterspannung wird (siehe Abb. 68), so werden die

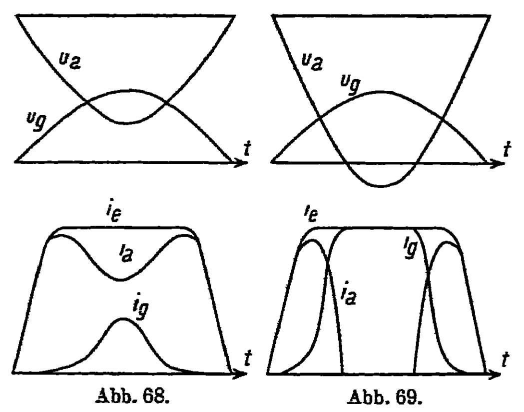


Abb. 68. Abb. 69.
Eingesattelte Anodenstrom-Zeit-Kurven.

Gitterströme so stark, daß wir sie nicht mehr vernachlässigen können. In der Mitte der ersten Halbperiode fließt dann in Abb. 68 ein großer Teil, in Abb. 69 der ganze Emissionsstrom an das Gitter. Da $i_e = i_a + i_g$; $i_a = i_e - i_g$, wird der Anodenstrom und auch seine Amplitude um den Wert des Gitterstroms verringert.

Nun ist aber [vgl. Abschnitt A, 2, a), S. 56 Ermittlung der Schwinglinie, graphisches Verfahren]

$$\mathfrak{J}_a = \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} i_a(\alpha)\sin\alpha\,d\alpha = \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi}(i_e - i_g)\sin\alpha\,d\alpha$$

$$= \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} i_e \sin\alpha\,d\alpha - \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} i_g \sin\alpha\,d\alpha = \mathfrak{J}_e - \mathfrak{J}_g.$$

Die Berücksichtigung der Gitterströme hat also durch Konstruktion einer „Gitterschwinglinie" zu erfolgen. Die Anodenschwinglinie erhält man dann durch „Subtraktion" der Gitterschwinglinie von der Schwinglinie.

Um den praktischen Gebrauch dieser Gitterschwinglinien zunächst einmal zu zeigen, wollen wir annehmen, wir hätten in Abb. 70 eine solche Gitterschwinglinie richtig konstruiert. Durch Abziehen der Gitterschwinglinie II von der Schwinglinie I erhält man die Anodenschwinglinie III. Abb. 70 erklärt uns dann auf einfachste Weise folgendes komplizierte Verhalten des Röhrengenerators beim Festigen und Lockern der Rückkopplung. Beim Festigen der Rückkopplung setzen die Schwingungen bei einem $\mathfrak{R}_k = \operatorname{tg} \alpha_e$, von Null beginnend, ein, folgen bis zum Werte $\mathfrak{J}_{a1}$, springen dann auf den Wert $\mathfrak{J}_{a2}$ und folgen weiterhin. Beim Lockern der Rückkopplung folgen sie bis zur Amplitude $\mathfrak{J}_{a3}$, reißen dann bis zum Werte $\mathfrak{J}_{a4}$ ab und folgen wieder bis Null.

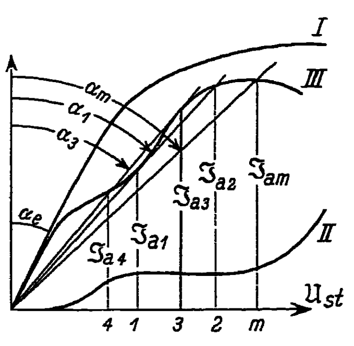


Abb. 70. Die Gitterschwinglinie.

Weiter zeigt Abb. 70, daß beim Überschreiten von $\mathfrak{R}_k = \operatorname{tg} \alpha_m$ $\mathfrak{J}_a$ und mit ihm die Senderleistung sinkt. Bei $\mathfrak{J}_{am}$ ist der in Abb. 68 dargestellte Zustand erreicht: Die Amplituden $\mathfrak{U}_g$ und $\mathfrak{U}_a$ sind so groß geworden, daß in der Mitte der ersten Halbperiode $u_g > u_a$ wird und der Gitterstrom stark ansteigt.

Diese einleitenden Bemerkungen mögen zeigen: Die Berücksichtigung der Gitterströme geschieht durch die Konstruktion von Gitterschwinglinien. Diese dienen nach der Formel $\mathfrak{J}_a = \mathfrak{J}_e - \mathfrak{J}_g$ zur Konstruktion der Anodenschwinglinien. Führt man dann die unter A, 3 dargestellten Konstruktionen statt in Schwingliniendiagramm in Anodenschwingliniendiagramm aus, so erhält man alle Resultate in verfeinerter Form, indem nun das gesamte, auch durch die Gitterströme beeinflußte Verhalten der Röhre berücksichtigt ist.

2. Die Konstruktion der Gitterschwinglinien.

Auf den ersten Blick sehen die Verhältnisse außerordentlich kompliziert aus. Die Gestalt der Gitterschwinglinie hängt von U_a, U_g und von dem Verhältnis $\frac{\mathfrak{U}_g}{\mathfrak{U}_a}$, und zwar von dessen Amplitude und Phase ab. Letzteres ist beim rückgekoppelten Sender bekannt: $\frac{\mathfrak{U}_g}{\mathfrak{U}_a} = \mathfrak{K} =$ Rückkopplung, und schließlich wird noch die Heizung auf die Gestalt der Gitterschwinglinien einen Einfluß haben. Wir hätten dann vier Parameter und müßten eine vierfache Schar von Gitterschwinglinien zeichnen.

Für die Praxis kommen hier drei glückliche Umstände zu Hilfe:

a) Die von van der Pool (Jahrb. d. drahtl. Telegr., Bd. 25, Heft 5) aufgenommene Gitterkennlinienschar läßt sich ohne großen Fehler zu Abb. 71 (vgl. Abb. 16, S. 16) vereinfachen. Konstruiert man mit Hilfe

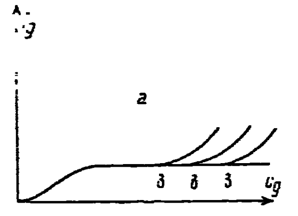


Fig. 71. Die vereinfachte Gitterkennlinienschar.

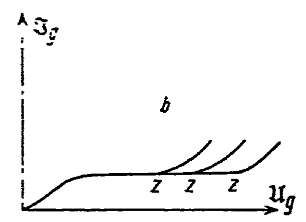


Abb. 72. Die Gitterschwinglinienschar.

des vereinfachten Gitterkennliniendiagramms die Gitterschwinglinien für $U_g = 0$, so werden deren Anfänge alle identisch (Abb. 72). Erst wenn $u_a < u_g$, zweigen sie bei z von der gemeinsamen Anfangslinie ab. Hinter dieser Abzweigung ist allerdings der Verlauf je nach der Größe der Parameter J_s, $\mathfrak{K}$, U_a ein verschiedener.

b) In praxi wird man einen Sender nie so betreiben, daß der Anodenstrom durch die Gitterströme stark verringert wird. Die quantitative Fortsetzung der Gitterschwinglinien über den Punkt z hinaus hat daher kein Interesse. Wichtig ist es nur, die Lage der Abzweigpunkte zu kennen. Für z gelten die Bedingungen:

$$\mathfrak{U}_a + \mathfrak{U}_g = U_a + U_g,$$

und da $\mathfrak{U}_g = \mathfrak{K}\,\mathfrak{U}_a$; $\mathfrak{U}_a + \mathfrak{U}_g = \mathfrak{U}_a(1 + \mathfrak{K})$:

$$\mathfrak{U}_{a\,\mathrm{opt}} = \frac{U_a - U_g}{1 + \mathfrak{K}}\,.$$

Da ferner $\mathfrak{U}_{st} = (\mathfrak{K} - D)\,\mathfrak{U}_a$:

$$\mathfrak{U}_{st\,\mathrm{opt}} = (U_a - U_g)\,\frac{\mathfrak{K} - D}{\mathfrak{K} + 1}\,.$$

(Vgl. Abschnitt über die Endverstärkerröhre und Abb. 77.)

c) Die Phasenverschiebungen zwischen $\mathfrak{J}_e$ und $\mathfrak{J}_g$ sind klein. Strenggenommen müßte man den Gitterstrom in eine zum Anodenstrom in Phase liegende Komponente

$$\mathfrak{J}_{g\,||} = \frac{2}{T}\int_0^T i_g(t)\sin\omega t\,dt$$

und in eine um 90^0 phasenverschobene Komponente

$$\mathfrak{J}_{g\perp} = \frac{2}{T}\int_0^T i_g(t)\cos\omega t\,dt$$

zerlegen und $\mathfrak{J}_a$ nach der Formel

$$|\mathfrak{J}_a| = \sqrt{(\mathfrak{J}_e - \mathfrak{J}_{g\,||})^2 + \mathfrak{J}_{g\perp}^2}$$

berechnen. Nun ist aber auf die Amplitude $|\mathfrak{J}_a|$ der Einfluß des kleinen Gliedes $\mathfrak{J}_{g\perp}$ klein von zweiter Ordnung. Wir wollen ihn daher vernachlässigen und wie in dem einleitenden Paragraphen einfach

$$\mathfrak{J}_a = \mathfrak{J}_e - \mathfrak{J}_{g\,||}$$

oder noch weiter vereinfacht

$$\mathfrak{J}_a = \mathfrak{J}_e - \mathfrak{J}_g$$

schreiben.

Die Ausführung der Konstruktion der Gitterschwinglinie aus den Gitterkennlinien erfolgt nach genau demselben graphischen Verfahren wie die auf S. 56 dargestellte Schwinglinienkonstruktion. Das Resultat dieser Konstruktion ist in Abb. 72, dem Gitterschwingliniendiagramm, dargestellt.

Auf diese Weise erhalten wir die Gitterschwinglinie zunächst im $\mathfrak{J}_g$-$\underline{\mathfrak{U}_g}$-Diagramm, wir brauchen sie aber im $\mathfrak{J}_g$-$\overline{\mathfrak{U}_{st}}$-Diagramm. Der Zusammenhang zwischen $\mathfrak{U}_g$ und $\mathfrak{U}_{st}$ ist uns durch die Gleichung

$$\mathfrak{U}_{st} = \mathfrak{U}_g - D\,\mathfrak{U}_a = \mathfrak{U}_g - D\,\mathfrak{R}_a\,\mathfrak{J}_a = \mathfrak{U}_g - \frac{DL}{CR}\,\mathfrak{J}_a$$

gegeben. Da sich $\mathfrak{J}_e$ und $\mathfrak{J}_a$ im Gebiet kleiner Gitterspannungen links vom Abzweigpunkt z nicht wesentlich unterscheiden, können wir auch

$$\mathfrak{U}_{st} = \mathfrak{U}_g - \frac{DL}{CR}\mathfrak{J}_e$$

schreiben und den gesuchten Zusammenhang von $\mathfrak{U}_{st}$ und $\mathfrak{U}_g$ im Schwingliniendiagramm Abb. 73 konstruieren. (Entsprechend Abb. 52.)

3. Ein Beispiel zum Handhaben der Gitterschwinglinien.

Vorgelegt sei die Aufgabe: Konstruiere für verschiedene L/CR-Werte die Abhängigkeit der Anodenstromamplitude und der Leistung vom Rückkopplungsfaktor $\mathfrak{K}$. Es sei $U_g = 0$, $U_a = 1000$ Volt, $D = 2\%$, die Schwinglinie und die Gitterschwinglinie gegeben.

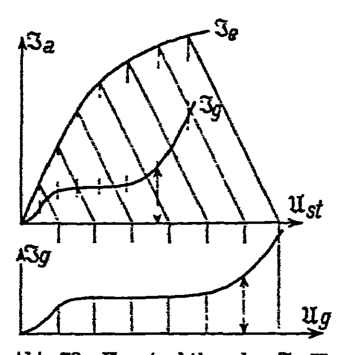


Abb. 73. Konstruktion des $\mathfrak{J}_g$-U_{st}-Diagrammes aus der Anoden- und Gitterschwinglinie.

Wir konstruieren zunächst nach Abb. 73 für die verschiedenen $\mathfrak{U}_{st}$ die zugehörigen $\mathfrak{U}_g$ und tragen die Gitterschwinglinie in das Schwingliniendiagramm ein, dann berechnen wir in Tabelle 5 für die verschiedenen Kopplungen $\mathfrak{K}$ die Abzweigpunkte z nach der Gleichung

$$\mathfrak{U}_{stgr} = (U_a - U_g)\frac{\mathfrak{K} - D}{\mathfrak{K} + 1}$$

Tabelle 5. Maßstäbe: $\mathfrak{i} = 10$ mA/cm; $\mathfrak{e} = 20$ Volt/cm; $\mathfrak{r} = 2000\,\Omega$; $E_a = 1000$ Volt; $D = 2\%$.

$\mathfrak{R}_a = L/CR = 5000\,\Omega$. $\mathfrak{R}_a = 10000\,\Omega$.

$\mathfrak{K}$	$\mathfrak{K}-D$	$\mathfrak{K}+1$	$\mathfrak{U}_{st\,gr}$ Volt	$\mathfrak{R}_k$ in Ω	tg α	$\mathfrak{R}_k$ in Ω	tg α
0,05	0,03	1,05	28,6	150	0,075	300	0,15
0,1	0,08	1,1	73	400	0,2	800	0,4
0,15	0,13	1,15	123	650	0,325	1300	0,65
0,2	0,18	1,2	150	900	0,45	1800	0,9
0,25	0,23	1.25	184	1150	0,575	2300	1.15
0,3	0,28	1,3	216	1400	0,7	2800	1,4
0,35	0,33	1,35	244	1650	0,825	3300	1,65

$$\mathfrak{U}_{st\,gr} = 1000\frac{\mathfrak{K} - D}{\mathfrak{K} + 1};\quad \mathfrak{R}_k = (\mathfrak{K} - D)\,\mathfrak{R}_a.$$

und zeichnen die Abzweigpunkte und den weiteren Verlauf der Anodenschwinglinien hinter dem Abzweigpunkt z qualitativ in das Diagramm ein (siehe Abb. 74). In die Tabelle werden auch die $\mathfrak{R}_k$, nach der Gleichung

$$\mathfrak{R}_k = (\mathfrak{K} - D)\,\mathfrak{R}_a$$

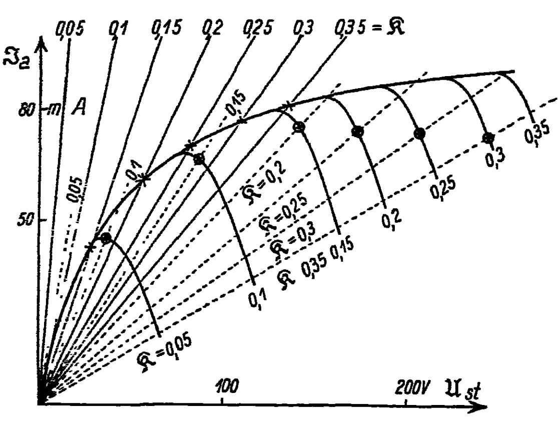


Abb. 74. Anodenschwinglinien.

berechnet, eingetragen, im Diagramm (Abb. 74) die Rückkopplungsgeraden eingezeichnet, ausgezogen für $\mathfrak{R}_a = 5000$, gestrichelt für $\mathfrak{R}_a = 10\,000\,\Omega$, die $\mathfrak{J}_a$-Werte abgegriffen und $\mathfrak{R}_a = \frac{\mathfrak{J}_a^2}{2}\frac{L}{CR}$ berechnet.

Schließlich ist in Abb. 75 der für die Werte der Tabelle aus Abb. 74 abgegriffene Zusammenhang von $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{K}$ graphisch aufgetragen. Der Teil der Kurve, der unter Benutzung der qualitativen gestrichelten Schwinglinienstücke konstruiert ist, ist ebenfalls gestrichelt gezeichnet. Sein quantitativer Verlauf interessiert nicht, da man ja den Sender nicht jenseits der Stelle maximaler Leistung betreiben will.

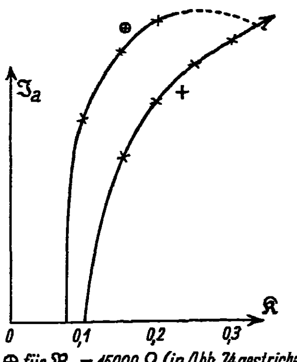


Abb. 75. Abhängigkeit der Anodenstromamplitude $\mathfrak{J}_a$ vom Rückkopplungsfaktor $\mathfrak{K}$.

B e m e r k u n g. Wir haben bisher mit einem fest gegebenen L/CR-Wert gerechnet. Dieser Wert wird durch die Energieentziehung durch den Gitterkreis etwas modifiziert. Auch diese Korrektur läßt sich mit Hilfe der Gitterschwinglinien leicht berechnen. Den Wert des Gitterwiderstandes $\mathfrak{R}_g = \frac{\mathfrak{U}_g}{\mathfrak{J}_g}$ können wir aus der Gitterschwinglinie abgreifen. Die vom Gitterkreis rückinduzierte Spannung ist

$$\mathfrak{U} = j\omega L_{1g}\mathfrak{J}_g;$$

$\mathfrak{J}_g$ berechnet sich zu $\mathfrak{J}_g = \frac{j\omega L_{1g}\mathfrak{J}_L}{j\omega L_g + \mathfrak{R}_g}$, und da $\mathfrak{R}_g \gg j\omega L_g$:

$$\mathfrak{J}_g = \frac{j\omega L_{1g}}{\mathfrak{R}_g}\mathfrak{J}_L, \text{ also } \frac{\mathfrak{U}}{\mathfrak{J}_L} = \frac{\omega^2 L_{1g}^2}{\mathfrak{R}_g}.$$

Der angekoppelte Gitterkreis wirkt also wie ein O h m scher Widerstand R' von der Größe

$$R' = \frac{\mathfrak{U}}{\mathfrak{J}_L} = \frac{\omega^2 L_{1g}^2}{\mathfrak{R}_g}.$$

An Stelle von R ist in den Anodenwiderstand $R + R' = R + \frac{\omega^2 L_{1g}^2}{\mathfrak{R}_g}$ einzusetzen:

$$\mathfrak{R}_a = \frac{L}{C\left(R + \frac{\omega^2 L_{1g}^2}{\mathfrak{R}_g}\right)}.$$

Rechts des Abzweigpunktes z kann bei schwachgedämpften Kreisen $\frac{\omega^2 L_{1g}^2}{\mathfrak{R}_g}$ wesentlich werden.

4. Bedingungen für das Maximum der Röhrenleistung.

Wenn man in der unter B, 3 angegebenen Weise für verschiedene $\mathfrak{R}_a$-Werte die $\mathfrak{K}$-$\mathfrak{R}_a$-Kurven konstruiert, erhält man das Diagramm Abb. 76. Dieses zeigt, daß es für jedes $\mathfrak{R}_a$ eine günstigste Rückkopplung gibt, und daß es außerdem einen günstigsten Anodenwiderstand gibt, bei dem die Röhre ein Maximum an Wechselstromenergie liefert. Diese günstigsten Werte wollen wir „Grenzrückkopplung $\mathfrak{R}_{kgr}$", „Grenzsteuerspannung $\mathfrak{U}_{stgr}$", „Grenzwiderstand $\mathfrak{R}_{agr}$" nennen.

Über die Abhängigkeit dieser Größen von den Röhrendimensionen sollen einige einfache Regeln abgeleitet werden.

a) Die Wahl von $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{U}_{st}$.

Für sehr hohe Steuerspannungsamplituden erreicht $\mathfrak{J}_a$ den Wert $I_s \frac{2}{\pi}$. Die hierfür nötigen hohen Spannungsamplituden haben aber den Nachteil, daß sehr hohe Gitterströme auftreten, welche die Wechselstromenergie wieder herabsetzen. Man kann daher als praktisch eine später noch näher zu begründende Regel aufstellen:

Die Gitterspannungsamplitude sei so groß, daß die Charakteristik bis zum oberen Knick durchlaufen wird. u_{st} muß dann den Wert U_s erreichen. Das liefert für die günstigste Steuerspannungsamplitude die Bedingung $\mathfrak{U}_{st} + U_g + D\,U_a \leqq U_s$ oder $\mathfrak{U}_{st} \leqq U_s - (U_g + D\,U_a)$ oder angenähert $\mathfrak{U}_{st} \leqq U_s$.

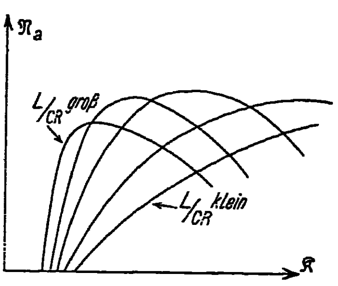


Abb. 76. Abhängigkeit der Leistung $\mathfrak{N}_a$ von der Rückkopplung $\mathfrak{K}$.

Die Anodenstromamplitude erreicht dann etwa $\mathfrak{J}_a = \frac{I_s}{2}$. Berücksichtigt man die Gitterströme, so ist genauer

$$\mathfrak{J}_a = \frac{I_s}{2} - \mathfrak{J}_{gn}.$$

Der zweite Index n soll dabei andeuten, daß der Wert der Gitterstromamplitude gemeint ist, der dem wagerechten Teile der Gitterschwinglinie entspricht.

Bei geringerer Steuerspannung wird die Emissionsfähigkeit des Glühdrahtes nicht voll ausgenutzt. Bei höherer treten Gitterströme auf, welche die Leistung herabsetzen. — Die Regel: „Steuere die Röhre bis zum oberen Knick der Charakteristik aus", ist nur eine Faustregel. Bei sehr hohen Betriebsspannungen U_a kann ein $\mathfrak{U}_{st} > U_s$ von Vorteil sein.

b) Wahl von $\mathfrak{U}_a$.

Die Gitterströme werden stark, wenn in der Mitte der ersten Halbperiode $u_g > u_a$. Man wird daher als zweite Regel aus Abb. 77 ablesen:

$$\mathfrak{U}_a + \mathfrak{U}_g \leqq U_a - U_g \quad \text{oder} \quad \mathfrak{U}_a \leqq U_a - U_g - \mathfrak{U}_g.$$

Da nun

$$\mathfrak{U}_g = \mathfrak{U}_{st} + D\,\mathfrak{U}_a.$$

folgt:

$$\mathfrak{U}_a \leqq U_a - U_g - \mathfrak{U}_{st} - D\,\mathfrak{U}_a$$

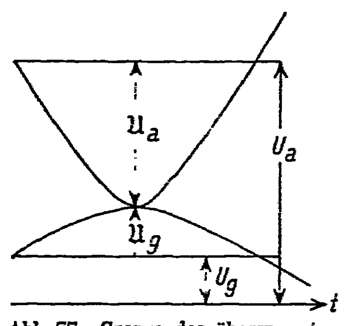


Abb. 77. Grenze des überspannten und unterspannten Betriebes.

oder

$$\mathfrak{U}_a \leqq \frac{U_a - U_g - \mathfrak{U}_{st}}{1 + D}.$$

Da nach 1. $\mathfrak{U}_{st} \leqq U_s - (U_g + D\,U_a)$, folgt:

$$\mathfrak{U}_a \leqq \frac{U_a - U_g - U_s + U_g + D\,U_a}{1 + D}$$

$$= U_a - \frac{U_s}{1 + D}.$$

Ist $\mathfrak{U}_a$ kleiner, so wird die Betriebsspannung nicht voll ausgenutzt. Der Betrieb heißt „Unterspannt". Ist $\mathfrak{U}_a$ größer, so treten starke Gitterströme auf, der Betrieb heißt „Überspannt".

c) Wahl des Anodenwiderstandes. Der „Grenzwiderstand".

Mit wachsendem $\mathfrak{R}_a$ ($= L/CR$) wächst $\mathfrak{U}_a$. Bei zu kleinem $\mathfrak{R}_a$ wird demnach die Betriebsspannung nicht voll ausgenutzt; der Betrieb ist unterspannt, bei zu hohem $\mathfrak{R}_a$ werden die Gitterströme zu groß, der Betrieb ist überspannt. Der günstigste Anodenwiderstand $\mathfrak{R}_{agr}$ berechnet sich aus den günstigsten Strom- und Spannungswerten zu

$$\mathfrak{R}_{agr} = \frac{U_a - \frac{U_s}{1 + D}}{\frac{I_s}{2} - J_{gn}} \approx \frac{2\,U_a}{I_s}.$$

Zusammenstellung.

Grenzsteuerspannung:

$$\mathfrak{U}_{stgr} = U_s - (U_g + D\,U_a) \sim U_s, \qquad \mathfrak{J}_{agr} = \frac{I_s}{2} - J_{gn},$$

Grenzanodenspannung:

$$\mathfrak{U}_{agr} = U_a - \frac{U_s}{1 + D}, \qquad \mathfrak{R}_{agr} = \frac{U_a - \frac{U_s}{1 + D}}{\frac{I_s}{2} - J_{gn}} \approx \frac{2\,U_a}{I_s}.$$

Nähere Begründung der Regel über die Grenzsteuerspannung $\mathfrak{U}_{stgr}$. In Punkt 1 wurden die Nachteile zu hoher Steuerspannung nur kurz gestreift. Nachdem wir über die Ausnutzung der Betriebsspannung unterrichtet sind, können sie genauer besprochen werden.

Erster Nachteil zu hoher Steuerspannung. Es galt: $\mathfrak{U}_{agr} = U_a - U_g - \mathfrak{U}_g$, S. 85, Zeile 1 v. unten. Diese Formel sagt aus: Mit wachsendem $\mathfrak{U}_g$ sinkt $\mathfrak{U}_a$ und damit die Röhrenleistung $\frac{\mathfrak{U}_a \mathfrak{J}_a}{2}$. Andererseits steigt mit wachsendem $\mathfrak{U}_g$ die Anodenstromamplitude $\mathfrak{J}_a$ rasch an, solange man den oberen Knick der Charakteristik noch nicht erreicht hat; der Gewinn an $\mathfrak{J}_a$ überwiegt den Verlust an $\mathfrak{U}_a$. Oberhalb des Charakteristikenknicks steigt aber $\mathfrak{J}_a$ nur langsam mit wachsender Gitterspannungsamplitude; der Gewinn an $\mathfrak{J}_a$ ist kleiner als der Verlust an $\mathfrak{U}_a$, so daß ein Maximum der Leistung erreicht wird. Ist nun U_a sehr hoch, so daß $\mathfrak{U}_g$ prozentisch wenig in Frage kommt, so wird man $\mathfrak{U}_g$ mit Vorteil weiter steigern können als bei kleinen U_a.

Zweiter Nachteil. Die im Gitterkreis verbrauchte Leistung, die „Gitterverluste", sind $\mathfrak{N}_g = \frac{\mathfrak{J}_g \mathfrak{U}_g}{2}$. Sie wachsen mit $\mathfrak{U}_g$. Dies ist ein weiterer Grund, $\mathfrak{U}_g$ so klein wie möglich zu halten.

5. Zusammenstellung der Eigenschaften des unterspannten und überspannten Betriebes.

a) Unterspannte Betriebszustände liegen im Anodenschwingliniendiagramm links von den Maxima, überspannte rechts[1]). Vgl. Abb. 74.

b) Für überspannten Betrieb ist die Einsattlung der i_a-t-Kurve charakteristisch. Diese tritt auf, wenn u_a u_g unterschreitet.

c) Bei überspanntem Betrieb verteilt sich der Emissionsstrom auf Anode und Gitter. i_g ist nicht mehr klein gegen i_a. Experimentell ist Überspannung daran erkenntlich, daß der mittlere Gitterstrom $\bar{i}_g$ groß wird. $\bar{i}_g$ kann an einem in den Gitterkreis eingeschalteten Gleichstrommilliamperemeter abgelesen werden.

d) Auf der Grenze zwischen überspanntem und unterspanntem Betrieb liegen die Maxima der Anodenstromamplituden und Leistungen.

---

[1]) Die Namen sind von Barkhausen geprägt, die Begriffe allerdings noch ohne Rücksicht auf die Gitterspannungen mathematisch definiert.

e) Diese Grenze liegt etwa an der Stelle, wo sich die Scheitelwerte der u_a- und u_g-Kurven berühren:

$$\mathfrak{U}_a + \mathfrak{U}_g = U_a - U_g.$$

Ist $\mathfrak{U}_a$ oder $\mathfrak{U}_g$ größer als dieser Bedingung entsprechend, so ist der Betrieb überspannt.

f) Bei unterspanntem Betrieb ist die Phase der Gitterspannung etwa die des Anodenstromes; bei überspanntem Betrieb haben Gitter- und Anodenspannung nahezu dieselbe Phase.

g) Eine unterspannte Röhre ist mit einem Generator mit der EMK $\frac{\mathfrak{U}_g}{D}$ und dem hohen inneren Widerstand $R_i = \frac{1}{SD}$ zu vergleichen.

Bei überspannten Röhren ist die EMK unabhängig von der Gitterspannung etwa gleich der Betriebsspannung (genauer $U_a - \mathfrak{U}_g$), der innere Widerstand klein.

h) Überspannter Betrieb wird durch Erhöhung der Heizung und Erniedrigung der Betriebsspannung, durch Erhöhung von L/CR (Herabsetzung der Dämpfung) und Festigung der Rückkopplung erhalten.

i) Strom- und Spannungsbegrenzung. Bei unterspanntem Betrieb wird einem weiteren Aufschaukeln der Schwingungen dadurch eine Grenze gesetzt, daß i_a von Null bis I_s schwingt, und deshalb eine weitere Steigerung von $\mathfrak{J}_a$ nicht möglich ist. Strombegrenzung. Die Betriebsspannung U_a ist dabei noch nicht ausgenutzt.

Bei überspanntem Betrieb sinkt u_a bereits unter u_g $\left(\mathfrak{U}_a < U_a - \frac{U_s}{1+D}\right)$ bevor die Emissionsfähigkeit des Fadens erreicht ist. Das starke Anwachsen der Gitterströme macht einer weiteren Steigerung der Leistung ein Ende. Spannungsbegrenzung.

6. Beispiele zur Handhabung der Grenzgitterspannung und des Grenzwiderstandes.

Die praktische Bedeutung des Grenzwiderstandes sei durch zwei Beispiele erläutert:

1. Gestellt sei die Aufgabe, in einer Antenne mit der Kapazität C, der Induktivität L und dem gesamten Dämpfungswiderstand R durch eine Röhre eine möglichst starke Schwingung von der Wellenlänge λ

zu erregen (vgl. Abb. 78). Die Eigenwellenlänge der Antenne sei kleiner als λ, als Abstimmittel liege in der Antenne eine Verlängerungsspule mit der Induktivität L_1'. Bei der vorgesehenen Betriebsspannung und Heizung der Röhre sei der Grenzwiderstand R_{gr}.

Wie groß ist die Induktivität L_I des Teils der Antennenverlängerungsspule, an dessen Enden Anode und Kathode der Röhre angeschlossen werden müssen, damit die Röhre ein Maximum der Hochfrequenzenergie liefert?

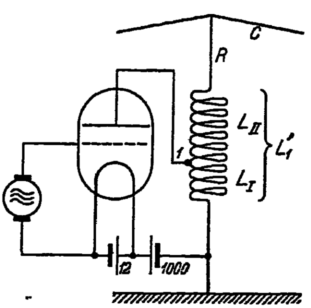


Abb. 78. Wahl der Anodenkopplung.

Die Grundlage zur Berechnung von L_I liefert der Satz vom Grenzwiderstand: Die Röhre liefert das Leistungsmaximum dann, wenn der Kombinationswiderstand zwischen Anode und Kathode dem Grenzwiderstande gleicht. Der Kombinationswiderstand zwischen den Punkten 1 und Erde (Fig. 78) berechnet sich zu

$$\mathfrak{R}_a = \frac{j\omega L_I\left\{j\omega(L + L_{II}) + \frac{1}{j\omega C} + R\right\}}{j\omega(L_I + L_{II} + L) + \frac{1}{j\omega C} + R}.$$

Vernachlässigt man R gegen die induktiven Glieder und berücksichtigt man, daß infolge der Resonanzabstimmung

$$j\omega(L_I + L_{II} + L) + \frac{1}{j\omega C} = 0$$

ist, so erhält man:

$$\mathfrak{R}_a = \frac{\omega^2 L_I^2}{R}.$$

L_I ist dann aus der Gleichung

$$\mathfrak{R}_a = R_{gr} = \frac{\omega^2 L_I^2}{R}, \qquad L_I = \frac{1}{\omega}\sqrt{R R_{gr}}$$

zu berechnen.

2. Wie fest ist die Antennenkopplung L_{12} bei einem Zwischenkreissender zu wählen, damit die Antenne ein Maximum der Leistung aufnimmt? Der Energieverlust im Zwischenkreis sei zu vernachlässigen.

Da die gesamte von der Röhre gelieferte Leistung in die Antenne gelangen soll, wird diese ein Maximum der Leistung aufnehmen, wenn die Röhre ein Maximum liefert. Das ist der Fall, wenn der Kombinationswiderstand zwischen Anode und Kathode dem Grenzwiderstand gleicht.

Um den Widerstand $\mathfrak{R}_a = \dfrac{\mathfrak{U}_a}{\mathfrak{J}_a}$ zwischen Anode und Kathode der Abb. 79 zu berechnen, ist zunächst $\mathfrak{U}_a$ und $\mathfrak{J}_a$ aus den Gleichungen

$$\mathfrak{J}_L + \mathfrak{J}_C = \mathfrak{J}_a \text{ (Stromverzweigung)},$$

$$\mathfrak{U}_a = \frac{\mathfrak{J}_C}{j\,\omega\,C_1} = \mathfrak{J}_L\,j\,\omega\,L_1 + \mathfrak{J}_2\,j\,\omega\,L_{12} \quad \text{(Spannungsbilanz im Zwischenkreis)}$$

$$0 = j\,\omega\,L_{12}\,\mathfrak{J}_1 + \mathfrak{J}_2\left(j\,\omega\,L_2 + \frac{1}{j\,\omega\,C_2} + R_2\right) \quad \text{(Spannungsbilanz in der Antenne)}$$

zu ermitteln.

Vernachlässigt man wieder R_2 neben den induktiven Widerständen und berücksichtigt man die Resonanzbedingungen

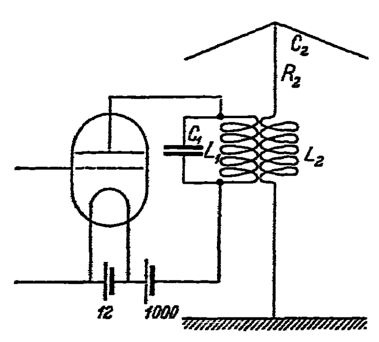


Abb. 79. Wahl der Antennenkopplung.

$$j\,\omega\,L_2 + \frac{1}{j\,\omega\,C_2} = 0,$$

$$j\,\omega\,L_1 + \frac{1}{j\,\omega\,C_1} = 0,$$

so erhält man schließlich

$$\mathfrak{R}_a = \frac{L_1}{C_1}\,\frac{R_2}{\omega^2\,L_{12}^2}\,.$$

L_{12} berechnet sich dann aus der Gleichung

$$\mathfrak{R}_a = R_{gr},$$

$$L_{12} = \frac{1}{\omega}\sqrt{\frac{L_1}{C_1}\,\frac{R_2}{R_{gr}}} = L_1\sqrt{\frac{R_2}{R_{gr}}}.$$

7. Die Gitterschwinglinienschar bei positiver und negativer Gittervorspannung.

a) Die Konstruktion der Gitterschwinglinienschar.

Die Konstruktion ist quantitativ nach dem unter A, 2, a) S. 56 angegebenen graphischen Verfahren durchzuführen. Man erhält das Diagramm Abb. 80.

Bei negativer Gittervorspannung erhebt sich die Gitterschwinglinie erst, wenn die Amplitude $\mathfrak{U}_g$ den Wert U_g überschritten hat. Bei positiver Gittervorspannung steigt die Anfangssteilheit der Gitterschwinglinie.

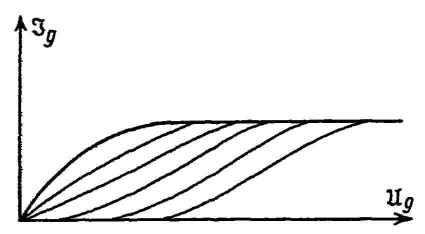


Abb. 80. Gitterschwinglinienschar bei negativer Gittervorspannung.

b) Die Rukopschen Reißdiagramme.

In seinen Reißdiagrammen Abb. 81 trägt Rukop als Abszisse die Gittervorspannung, als Ordinate diejenige Anodenstromamplitude auf, bis zu der der Sender beim Festigen der Rückkopplung springt (dicke Kurve), oder von der an er beim Lockern abreißt (dünne Kurve). Gebiete, in denen der Sender folgt, sind wagerecht schraffiert (stabile Gebiete). Gebiete, die nur durch Lockern der Rückkopplung zu erreichen sind, sind senkrecht schraffiert (halbstabile Gebiete).

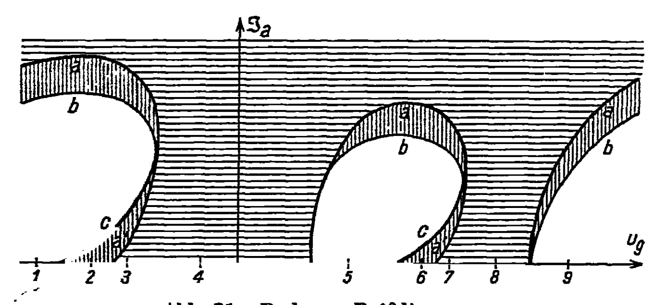


Abb. 81. Rukops Reißdiagramme.

Diese Reißdiagramme können wir nun mit Hilfe unserer Schwinglinien punktweise konstruieren. Die Konstruktionsfiguren sind in Abb. 82, 1—9 qualitativ gezeichnet. Sie lassen sich natürlich auch quantitativ zeichnen, wenn man die Kennlinien der Röhre experimentell quantitativ aufgenommen und die Schwinglinien quantitativ gezeichnet

hat. In den Konstruktionsfiguren (Abb. 82) sind die Schwinglinien $\mathfrak{J}_e$, die Gitterschwinglinien $\mathfrak{J}_g$, und die Anodenschwinglinien $\mathfrak{J}_a$ und die Rückkopplungsgeraden für die Stellungen, in denen der Sender springt oder reißt, eingezeichnet. Alle Einzelheiten lese man aus den Abbildungen ab.

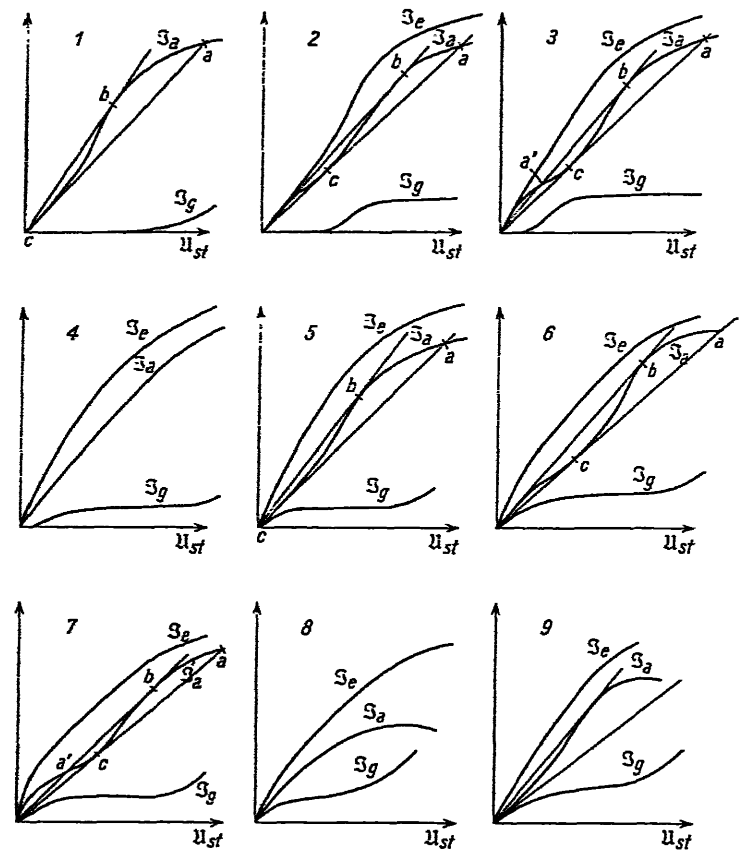


Abb. 82. Schwingliniendiagramme zur Theorie des Reißdiagrammes.

8. Phasenverschiebungen zwischen $\mathfrak{U}_g$, $\mathfrak{U}_a$, $\mathfrak{U}_{st}$, $\mathfrak{J}_g$, $\mathfrak{J}_a$, $\mathfrak{J}_e$.

Wir wollen annehmen, $\mathfrak{U}_g$ und $\mathfrak{U}_a$ haben nicht mehr eine Phasenverschiebung von 180°, sondern von $180 + \varphi^0$. Ein solcher Fall kann z. B. eintreten, wenn bei einem Huthsender Gitter- und Anoden-

kreis nicht aufeinander abgestimmt sind. — In Abb. 83 sind zunächst $\mathfrak{U}_g$ und $\mathfrak{U}_a$ eingezeichnet und die Steuerspannung $\mathfrak{U}_{st} = \mathfrak{U}_g - D\,\mathfrak{U}_a$ konstruiert (dicke Vektoren). $\mathfrak{J}_e$ ist in Phase mit $\mathfrak{U}_{st}$. $\mathfrak{J}_g$ ist in Phase mit $\mathfrak{U}_g$, solange $\mathfrak{U}_a$ keinen merklichen Einfluß auf den Gitterstrom hat. Das ist links des Abzweigpunktes z der Fall. Rechts von z hat auch die Phase von $\mathfrak{U}_a$ einen Einfluß auf die Phase von $\mathfrak{J}_g$. Hier werden die Verhältnisse unübersichtlich. Da $\mathfrak{U}_{st}$ $\mathfrak{U}_g$ nacheilt, muß auch $\mathfrak{J}_e$ $\mathfrak{J}_g$ nacheilen. $\mathfrak{J}_a = \mathfrak{J}_e - \mathfrak{J}_g$ ist ebenfalls in Abb. 83 konstruiert (dünne Vektoren).

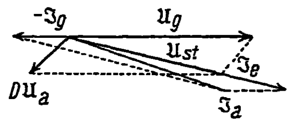


Abb. 83. Phasen bei unterspanntem Betrieb.

Abb. 83 gilt für unterspannten Betrieb (kleine Gitterströme); $\mathfrak{U}_g$ $\mathfrak{U}_{st}$ $\mathfrak{J}_g$ $\mathfrak{J}_a$ $\mathfrak{J}_e$ sind fast phasengleich.

Abb. 84 gilt für überspannten Betrieb (große Gitterströme). $\mathfrak{U}_g$, $\mathfrak{U}_{st}$ und $\mathfrak{U}_a$ haben fast 180° Phasenverschiebung, $\mathfrak{J}_e$ und $\mathfrak{J}_a$ einen größeren Phasenwinkel.

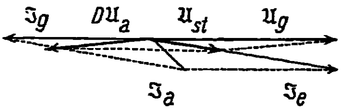


Abb. 84. Phasen bei überspanntem Betrieb.

Wenn bei einem fremderregten Sender der Arbeitskreis gegen die Frequenz der Gitterspannung verstimmt ist, so wird dadurch eine feste Phasenverschiebung zwischen $\mathfrak{U}_a$ und $\mathfrak{J}_a$ bedingt. (Diese Phasenverschiebung φ berechnet sich zu $\operatorname{tg} \varphi = \delta\,\omega / d$, wenn $\delta\,\omega$ die Verstimmung, $d = R/2L$ die Dämpfung ist.) Bei unterspanntem Betrieb sind $\mathfrak{U}_g$, $\mathfrak{U}_{st}$, $\mathfrak{J}_e$ $\mathfrak{J}_a$ $\mathfrak{J}_g$ fast phasengleich (kleine Gitterströme). $\mathfrak{U}_a$ hat die geforderte Phase gegen $\mathfrak{U}_g$. Bei überspanntem Betrieb hat $\mathfrak{U}_a$ gegen $\mathfrak{U}_g$ fast genau 180° Phasenverschiebung, während $\mathfrak{J}_a$ gegen $\mathfrak{U}_g$ fast um $180 - \varphi^0$ gedreht ist. Es liegt das daran, daß eine kleine Phasenverschiebung des großen $\mathfrak{U}_a$ $\mathfrak{U}_{st}$ bereits stark gegen $\mathfrak{U}_g$ dreht, und daß der starke Gitterstrom $\mathfrak{J}_g$ darüber hinaus $\mathfrak{J}_a$ noch einmal stark gegen $\mathfrak{J}_e$ dreht (Abb. 85).

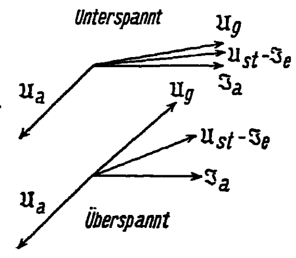


Abb. 85. Phasenverschiebungen bei gegebener Phase zwischen $\mathfrak{U}_a$ und $\mathfrak{J}_a$.

Quantitative Ermittlung der Phasenverschiebungen.

Große Phasenverschiebungen kommen im praktischen Betriebe der Röhrengeneratoren kaum vor, da sie die Leistung stark heruntersetzen. Bei 90° Phasenverschiebung hört die Röhre überhaupt auf, Leistung in den Arbeitskreis zu liefern. — Wenn sich der Röhreningenieur mit Phasenverschiebungen zu beschäftigen hat, wird es sich meist darum handeln, aus kleinen Phasenverschiebungen kleine Frequenzschwankungen des Generators zu berechnen. Man kann dann die Amplituden zunächst mit guter Annäherung unter der vereinfachten Annahme ermitteln, daß die Phasen von $\mathfrak{J}_e$ und $\mathfrak{J}_a$ gegen $\mathfrak{U}_g$ $\mathfrak{U}_{st}$ Null sind, die gegen $\mathfrak{U}_a$ 180°, und dann mit diesen Amplituden die Diagramme 84 und 85 konstruieren. Derartige Aufgaben werden unter E besprochen werden.

C. Leistung und Wirkungsgrad bei rechteckigem Verlaufe der Anodenstrom-Zeit-Kurve.

1. Abhängigkeit der Leistung und des Wirkungsgrades von U_a, I_s U_s.

Für sehr hohe Betriebsspannungen kann man $\mathfrak{U}_g$ so weit steigern, daß die i_a-t-Kurven praktisch rechteckig verlaufen. Die Leistung der Anodenbatterie ist dann

$$N_1 = \frac{U_a I_s}{2}.$$

(Der Faktor 2 im Nenner tritt auf, da der Sättigungsstrom nur während einer Halbschwingung fließt.) Die vom Arbeitskreis aufgenommene Leistung ist

$$N_2 = \frac{\mathfrak{U}_a \mathfrak{J}_a}{2} \left(= \frac{1}{T} \int_0^T \mathfrak{U}_a \cos \omega t \, \mathfrak{J}_a \cos \omega t \, dt\right).$$

Für $\mathfrak{J}_a$ ist sein Maximalwert $I_s \frac{2}{\pi}$ einzusetzen, für $\mathfrak{U}_a$ nach B, 4, 3

$\mathfrak{U}_a = U_a - \frac{U_s}{1+D}$. Also erhalten wir für N_2

$$N_2 = \frac{1}{2} I_s \frac{2}{\pi} \cdot \left(U_a - \frac{U_s}{1+D}\right).$$

Ist U_a so groß, daß der nicht ausnutzbare Teil der Betriebsspannung $\frac{U_s}{1+D}$ neben U_a nicht in Frage kommt, so kann man angenähert setzen:

$$N_2 = \frac{I_s U_a}{\pi}.$$

Der maximale Wirkungsgrad η berechnet sich dann zu

$$\eta_{\max.} = \frac{N_2}{N_1} = \frac{\frac{I_s U_a}{\pi}}{\frac{I_s U_a}{2}} = \frac{2}{\pi} = 64\,\%$$

und unter Berücksichtigung des nicht ausnutzbaren Teiles der Betriebsspannung zu:

$$\eta = \frac{N_2}{N_1} = \frac{\frac{I_s}{\pi}\left(U_a - \frac{U_s}{1+D}\right)}{\frac{I_s U_a}{2}} = \frac{2}{\pi}\left(1 - \frac{U_s}{U_a(1+D)}\right) = \eta_{\max.}\left(1 - \frac{U_s}{U_a(1+D)}\right).$$

2. Abhängigkeit des Wirkungsgrades von der Gittervorspannung.

Wie das Diagramm Abb. 86 zeigt, liegen die Hauptverluste bei der Einstellung auf maximale Leistung rechts und links von der

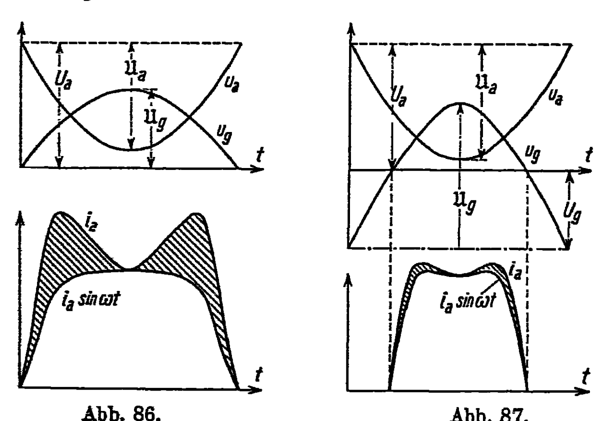


Abb. 86. Abb. 87.

Anodenstrom-Zeitkurven bei negativer Gittervorspannung.

Scheitelspannung von u_g und u_a. Gelingt es, den Anodenstrom nur im mittleren Teil der Halbperiode einzuschalten, so kann der Wirkungsgrad wesentlich gesteigert werden (vgl. Abb. 87).

Als Mittel zu diesem Zweck gab **Barkhausen** die Anwendung negativer Gittervorspannung an. Den zeitlichen Verlauf der Gitterspannung und des Anodenstromes zeigen Abb. 86 und 87. Nimmt man die i_a-t-Kurve der Einfachheit halber wieder mit **Barkhausen** als rechteckig an, so erhält man, wenn man die Schwingungsdauer gleich 2π Einheiten, die Zeit, während der die Gitterspannung positiv ist, gleich $2a$ Einheiten setzt:

$$N_B = \frac{a}{\pi} U_a J_s \text{ (Leistung der Anodenbatterie),}$$

$$N_a = \frac{1}{2\pi} \int_{\frac{\pi}{2}-a}^{\frac{\pi}{2}+a} U_a J_s \sin x\, dx = \frac{\sin a}{\pi} U_a J_s \text{ (Hochfrequenzleistung),}$$

$$\eta = \frac{N_a}{N_B} = \frac{U_a J_s \sin a/\pi}{U_a J_s a/\pi} = \frac{\sin a}{a}.$$

Für $a = \frac{\pi}{2}$ ergibt sich in Übereinstimmung mit den früheren Berechnungen

$$\eta = \frac{2}{\pi} = 64\,\%.$$

Für sehr kleine a wird $\eta = \frac{\sin a}{a}$ tatsächlich im Grenzfall 100 %. In der Tabelle 6 sind einige Werte von η zusammengestellt.

Tabelle 6.

1	2	3	4	5	6	7
$\frac{a}{\pi}$	$\frac{N_a}{U_a J_s}$	$\frac{N_B}{U_a J_s}$	η Proz.	$\frac{N_{av}}{U_a J_s}$	$\frac{N_a}{N_{av}}$	U_a für $N_{av} = 1$
1	0	1	0	1	0	1
0,75	0,225	0,75	30	0,525	0,43	1,43
0,5	0,325	0,5	65	0,175	1,8	2,8[1])
0,25	0,225	0,25	90	0,025	9,0	10,0
0,1	0,098	0,1	98,3	0,016 4	60	61
0,05	0,05	0,05	99,5	0,004 45	223	224

[1]) Maximum.

Hat man beliebig hohe Anodenspannungen zur Verfügung, so ist die Leistung der Röhre durch die Wärmemenge begrenzt, die das Anodenblech aufzunehmen vermag, ehe es Gase oder Metalldampf ab-

gibt. Setzt man diese Leistung, die ohne Störung der Betriebssicherheit in der Röhre in Wärme umgesetzt werden kann, gleich 1, so geben die Zahlen der 6. Spalte an, welche Leistungen mit Hilfe dieser Röhre bei verschiedenem a in Hochfrequenzleistung umgesetzt werden können. Spalte 7 enthält schließlich die Verhältniszahlen der nötigen Betriebsspannungen, bei denen auf dem Anodenblech gerade die Heizleistung 1 erreicht wird.

3. Die Rolle des Durchgriffes.

In dem vorhergehenden Abschnitt war stillschweigend angenommen, daß sich Gitterspannung und Steuerspannung nicht merklich unterscheiden, daß namentlich die Steuerspannung Null wird, wenn dies die Gitterspannung tut. Dies trifft für kleinen Durchgriff auch hinreichend genau zu. Für großen Durchgriff ist nach Barkhausen an die Stelle von u_g die Steuerspannung u_{st} zu setzen:

$$u_{st} = U_{st} + \mathfrak{U}_{st} e^{j\omega t} = U_g + D\,U_a + (\mathfrak{U}_g - D\,\mathfrak{U}_a)\,e^{j\omega t}.$$

Vor $D\,\mathfrak{U}_a$ muß ein Minuszeichen stehen, da die Anodenspannung sinkt, wenn die Gitterspannung und mit ihr der Anodenstrom und der Spannungsfall $R_a \mathfrak{J}_a$ im Anodenkreis steigen.

Die von einer Gitterwechselspannung $\mathfrak{U}_g$ hervorgerufene Steuerwechselspannung $\mathfrak{U}_{st}$ sinkt mit wachsendem Durchgriff und wachsender Anodenspannung:

$$\mathfrak{U}_{st} = \mathfrak{U}_g\left(1 - D\frac{\mathfrak{U}_a}{\mathfrak{U}_g}\right).$$

Ist D bis zum Werte $\frac{\mathfrak{U}_g}{\mathfrak{U}_a}$ vergrößert, so ist $D\frac{\mathfrak{U}_a}{\mathfrak{U}_g} = 1$ geworden. Die Gitterwechselspannung würde dann gerade nur verhindern, daß der Anodenstrom der Anodenwechselspannung entsprechend schwankte.

Wünscht man z. B., daß die Steuerspannung wenigstens 80 % der Gitterspannung sei, so muß

$$\mathfrak{U}_{st} \geqq \frac{80}{100}\mathfrak{U}_g = \mathfrak{U}_g\left(1 - D\frac{\mathfrak{U}_a}{\mathfrak{U}_g}\right) \quad \text{oder} \quad 0{,}8 \geqq 1 - D\frac{\mathfrak{U}_a}{\mathfrak{U}_g}$$

$$\text{oder } D \leqq 0{,}2\frac{\mathfrak{U}_g}{\mathfrak{U}_a}$$

sein. Für eine Röhre mit 3000 Volt Betriebsspannung ($\mathfrak{U}_a \approx U_a = 3000$ Volt) und einer Grenzgitterspannung von 150 Volt müßte

$$D \leqq 0{,}2\,\frac{150}{3000} = 1\,\%$$

sein, wenn $\mathfrak{U}_{st}$ wenigstens 80 % von $\mathfrak{U}_g$ sein soll.

Andererseits wirkt der Durchgriff so, als ob eine positive Steuervorspannung von der Größe $D\,U_a$ angelegt wäre. Wie die Tabelle 6 auf S. 96 zeigt, wird hierdurch der Wirkungsgrad herabgesetzt.

Für die Konstruktion der Röhren ergibt sich hieraus der Hinweis: Der Durchgriff muß um so kleiner werden, je höhere Betriebsspannungen in Anwendung kommen. Für Röhren mit 400 Volt Betriebsspannung hat sich 3 bis 5 %, für Röhren mit 3000 Volt Betriebsspannung $^1/_2$ bis 1 % als günstig erwiesen.

Bemerkung: Auf die Berechnung des Durchgriffes für Endverstärkerröhren (Abschnitt II, 6, S. 36) sei hingewiesen.

D. Phasenverschiebungen und Frequenz.

Für die Schaltung Abb. 88 ist unter Berücksichtigung des Widerstandes R die Abweichung der Frequenz von der Resonanzfrequenz des Arbeitskreises zu berechnen. Grundgedanke der Berechnung: In den folgenden Aufgaben soll eine Phasenverschiebung zwischen $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{J}_e$ nicht angenommen werden. $\mathfrak{J}_e$ ist dann in Phase mit $\mathfrak{U}_{st}$. Es muß dann nach dem Prinzip der Phasenbilanz (s. S. 53) auch die vom Anodenstrom über die Rückkopplung erregte Steuerspannung $\mathfrak{U}_{st}$ mit dem Anodenstrom $\mathfrak{J}_a$ in Phase sein. Das Verhältnis von $\mathfrak{U}_{st}$ zu $\mathfrak{J}_a$ ist aber die Rückkopplung $\mathfrak{R}_k$. Nach den einleitenden Bemerkungen über das Rechnen mit den komplexen Amplituden ist aber das Verhältnis der komplexen Amplituden zweier gleichphasiger Schwingungen reell. Die Phasenbilanz erfordert also, daß die $\mathfrak{R}_k$ immer reell sein muß. Um die Frequenz einer Röhrenschwingung zu berechnen, haben wir demnach die $\mathfrak{R}_k$ für eine beliebige Frequenz zu berechnen und die Frequenz dann so zu bestimmen, daß die $\mathfrak{R}_k$ reell wird.

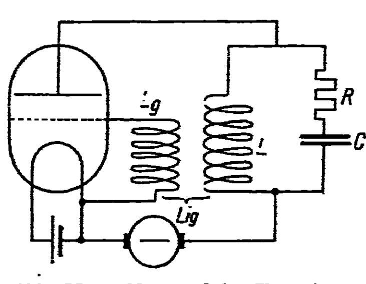


Abb. 88. Widerstand im Kapazitätszweig.

Damit ist die prinzipielle Regel zur Berechnung der Frequenzen gegeben. Um die Handhabung dieser Regel einzuüben, sollen im folgenden einige Beispiele durchgerechnet werden.

Erstes Beispiel.

Für die Schaltung Abb. 88 ist nun die $\mathfrak{R}_k$

$$\mathfrak{R}_k = (\mathfrak{K} - D)\,\mathfrak{R}_a;\quad \mathfrak{K} = \frac{L_{1g}}{L},\quad \mathfrak{R}_a = \frac{j\omega L\left(\frac{1}{j\omega C} + R\right)}{2L(j\delta\omega + d)}\text{[1]};$$

$$\mathfrak{R}_k = \frac{(L_{1g} - DL)\left(\frac{1}{C} + j\omega R\right)}{2L(j\delta\omega + d)},$$

wenn $\delta\omega = \omega - \omega_0$ und $\omega_0^2 = 1/LC$. Ableitung siehe Vorbemerkung über das Rechnen mit komplexen Amplituden (S. 4 und 58 ff.).

Soll sie reell sein, so muß

$$\frac{1 + j\omega CR}{1 + \frac{j\delta\omega}{d}} \text{ reell oder } \delta\omega = C\omega R d$$

sein, d. h. der Kreis schwingt rascher als in seiner Eigenfrequenz und unabhängig von L_{1g} und D.

Zweites Beispiel.

Löse die gleiche Aufgabe für die Schaltung Abb. 89. Zur Vereinfachung sei der Durchgriff als sehr klein angenommen.

Wir müssen jetzt $\mathfrak{U}_g$ und $\mathfrak{U}_a$ einzeln berechnen und dann die $\mathfrak{R}_k$ daraus zusammensetzen:

$$\mathfrak{U}_g = j\omega L_{1g} J_L;\quad \mathfrak{U}_a = (j\omega L + R) J_L;\quad \mathfrak{K} = \frac{\mathfrak{U}_g}{\mathfrak{U}_a} = \frac{j\omega L_{1g}}{j\omega L + R}$$

$$\mathfrak{R}_a = \frac{(j\omega L + R)\frac{1}{j\omega C}}{2L(j\delta\omega + d)};\quad \mathfrak{R}_k = \left(\frac{j\omega L_{1g}}{j\omega L + R} - D\right)\frac{(j\omega L + R)\frac{1}{j\omega C}}{2L(j\delta\omega + d)}$$

$$\mathfrak{R}_k = \frac{j\omega(L_{1g} - DL) - DR}{j\omega C . 2L(j\delta\omega + d)} = \frac{\frac{L_{1g}}{L} - D + j\frac{DR}{\omega L}}{2C(j\delta\omega + d)};$$

$$\delta\omega = d \cdot \frac{DR}{\omega(L_{1g} - DL)}.$$

Hierin ist $D \ll 1$; $R/\omega L \ll 1$, $DR/\omega L$ also klein zweiter Ordnung.

Vernachlässigen wir jetzt DR neben ωL_{1g}, so erhalten wir das einfache Resultat $\delta\omega = 0$.

---

[1]) Ableitung der Formel für $\mathfrak{R}_a$ siehe S. 4 und 58.

Zeichnet man sich das Vektordiagramm (Abb. 90) für die Schaltung Abb. 89 auf, so erkennt man durch eine einfache geometrische Über-

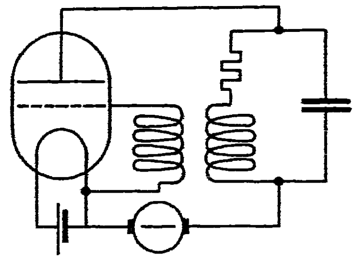


Abb. 89. Widerstand im Spulenzweig.

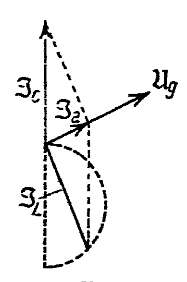
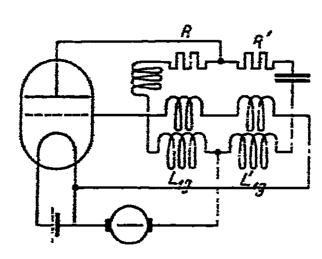


Abb. 90. Vektordiagramm zu Abb. 89.

legung, daß $\mathfrak{U}_g$ und $\mathfrak{J}_a$ phasengleich sind. Da D sehr klein sein sollte, ist dieses Resultat gleichbedeutend mit einer Phasengleichheit von $\mathfrak{U}_{st}$ und $\mathfrak{J}_a$.

Drittes Beispiel. Ein phasenreiner Sender.

Wenn $R = R'$, $L_{1g} = L'_{1g}$ (Abb. 91), so schwingt der Sender, unabhängig von der Größe der Widerstände, immer in der Resonanzfrequenz des Arbeitskreises. Die Phasen von $\mathfrak{U}_g$ und $\mathfrak{J}_a$ sind gleich, $\mathfrak{U}_a$ hat eine Phasenverschiebung von genau 180°. Den Beweis für diese Behauptungen lesen wir aus dem Diagramm (Abb. 92) ab. In diesem Diagramm sind



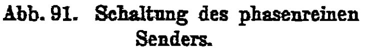


Abb. 91. Schaltung des phasenreinen Senders.

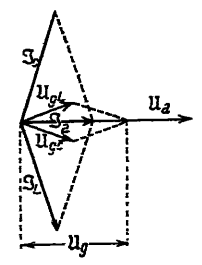


Abb. 92. Diagramm des phasenreinen Senders.

die Ströme dick, die Spannungen dünn gezeichnet, die beiden Gitterspannungsanteile stehen senkrecht auf den beiden Strömen im Kapazitäts- und Induktivitätszweige des Arbeitskreises.

Wegen der Gleichheit der Phasen wurde dieser Sender „phasenreiner" Sender genannt.

Viertes Beispiel. Frequenzänderung in einem an sich phasenreinen Sender durch Gitterströme.

Es soll jetzt der Widerstand der Elektronenstrecke Glühdraht –Gitter nicht mehr wie bisher unendlich groß, sondern von der aus der Gitterschwinglinie abzulesenden Größe $R_g = \frac{\mathfrak{U}_g}{\mathfrak{J}_g}$ angenommen werden. Es liegt dann nicht mehr die volle vom Strom $\mathfrak{J}_L$ in der Rückkopplungsspule induzierte Spannung $\mathfrak{U}_{gi}$, sondern die durch Spannungsteilung über den Widerstand R_g und $j\omega L_g$ entstandene Spannung

$$\mathfrak{U}_g = \frac{\mathfrak{U}_{gi} R_g}{R_g + j\omega L_g}$$

am Gitter. Wenn wir der Einfachheit halber D als sehr klein annehmen, berechnet sich die $\mathfrak{R}_k$ zu

$$\mathfrak{R}_k = \frac{\mathfrak{U}_{st}}{\mathfrak{J}_a} = \frac{\mathfrak{U}_g}{\mathfrak{J}_a} = \frac{\frac{L_{1g}}{L}}{\left(1 + \frac{j\omega L_g}{R_g}\right)(j\delta\omega + d)\, 2\, C}.$$

Die Phasenbilanz erfordert

$$\mathfrak{R}_k = \text{reell};\ \textit{Imag. Teil von}\left(1 + \frac{j\omega L_g}{R_g}\right)(j\delta\omega + d) = 0;\ \delta\omega = -\frac{\omega L_g}{R_g}\cdot d.$$

Für unendlichen Gitterwiderstand R_g wird $\delta\omega$ richtig $= 0$.

Experimenteller Nachweis. Wenn man die Rückkopplung festigt, sinkt, wie die Gitterschwinglinie anzeigt, $\mathfrak{R}_g$. Beim Festigen der Rückkopplung muß daher ω abnehmen. Diese Abnahme ist bei Schwebungsempfang an der Änderung des Schwebungstones leicht festzustellen. Auf dieselbe Weise ist zu erklären, daß bei einem Tongenerator die Tonhöhe sinkt, wenn man die Rückkopplung festigt oder die Heizung steigert. Der Effekt wird um so deutlicher, je größer L_g ist.

Fünftes Beispiel. Die Frequenz des Huthsenders.

Um die Rechnung zu vereinfachen und das Prinzipielle hervortreten zu lassen, führen wir zwei Vereinfachungen ein: Der Widerstand der rückkoppelnden Röhrenkapazität $\frac{1}{j\omega C_k}$ sei groß gegen den Kombinationswiderstand $\frac{1}{2\, C_g(j\delta\omega_g + d_g)}$ (Index g: Gitterkreis) des Gitterkreises,

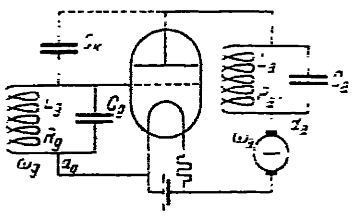
so daß sich der „Rückkopplungsstrom" $\mathfrak{J}_r$ einfach zu $\mathfrak{J}_r = j\,\omega\,C_k\,\mathfrak{U}_a$ berechnet; ferner sei der Durchgriff sehr klein, so daß die Steuerspannung $\mathfrak{U}_{st}$ der Gitterspannung $\mathfrak{U}_a$ gleichgesetzt werden kann. Die Anodenspannung ist

$$\mathfrak{U}_a = \frac{\mathfrak{J}_a}{2\,C\,(j\,\delta\,\omega_a + d_a)},$$

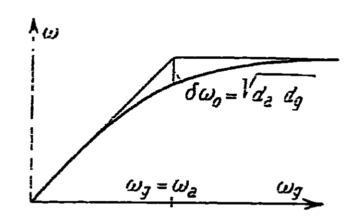
die Steuerspannung

$$\mathfrak{U}_{st} = \mathfrak{U}_g = \frac{\mathfrak{J}_r}{2\,C_g\,(j\,\delta\,\omega_g + d)} = \frac{\mathfrak{U}_a\,j\,\omega\,C_k}{2\,C_g\,(j\,\delta\,\omega_g + d_g)};$$

$$\mathfrak{U}_{st} = \mathfrak{J}_a\,\frac{j\,\omega\,C_k}{4\,C_a C_g\,(j\,\delta\,\omega_g + d_g)\,(j\,\delta\,\omega_a + d_a)} = \mathfrak{J}_a \cdot \mathfrak{R}_k.$$



Huthsender.



Frequenzen des Huthsenders.

Abb. 93.

Die Bedeutung der ω sei nochmals erläutert: Die Eigenfrequenz des Anodenkreises sei mit ω_a, die des Gitterkreises mit ω_g bezeichnet, die sich einstellende Senderfrequenz mit ω. Dann ist $\delta\,\omega_g = \omega - \omega_g$; $\delta\,\omega_a = \omega - \omega_a$. Als Verstimmung v der beiden Kreise bezeichnen wir $v = \omega_a - \omega_g$, $v = (\omega - \omega_g) - (\omega - \omega_a) = \delta\,\omega_g - \delta\,\omega_a$.

Die Berechnung der Frequenzen erfolgt wie üblich aus dem Prinzip der Phasenbilanz, welches fordert, daß die $\mathfrak{R}_k$ reell sei.

Da der Zähler $j\,\omega\,C_k$ imaginär ist, muß auch der Nenner imaginär sein.

$$\text{Reeller Teil von } (d_a + j\,\delta\,\omega_a)\,(d_g + j\,\delta\,\omega_g) = 0$$
$$\text{oder} \quad d_a d_g - \delta\,\omega_a\,\delta\,\omega_g = 0.$$

$\delta\,\omega_a$ und $\delta\,\omega_g$ müssen gleiches Vorzeichen haben. Die beiden sich einstellenden Frequenzen ω_1 und ω_2 sind aus $\delta\,\omega_g - \delta\,\omega_a = v$ und $\delta\,\omega_a \cdot \delta\,\omega_g = d_a d_g$ durch Lösen einer quadratischen Gleichung zu finden.

Diskussion des Resultats. Wenn $\delta\,\omega_a$ und $\delta\,\omega_g$ gleiches Vorzeichen haben sollen, so müssen die sich einstellenden Frequenzen

ω_1 und ω_2 außerhalb ω_a und ω_g liegen. Ob nun die Senderfrequenz höher oder niedriger als die beiden Resonanzfrequenzen liegt, ergibt die Bestimmung des Vorzeichens der $\mathfrak{R}_k$. Wie man am einfachsten an der Dreipunktschaltung erkennt, muß die $\mathfrak{R}_k$ negativ und ihr Absolutwert größer als $1/S$ sein, wenn S die Anfangssteilheit der Schwinglinie ist.

Soll aber die $\mathfrak{R}_k$ negativ sein, so muß $d_a \delta \omega_g + d_g \delta \omega_a$ negativ sein. Da die Dämpfungen leider prinzipiell positiv sind, müssen $\delta \omega_a$ und $\delta \omega_g$ negativ werden. Die sich einstellende Frequenz ist niedriger als beide Resonanzfrequenzen.

Wenn man die Gitterkreiseigenfrequenz ω_g, von kleinen Frequenzen beginnend, über die Anodenkreisfrequenz ω_a hinaus verändert, folgt die Senderfrequenz ω dieser Veränderung wie in Abb. 93 dargestellt. Für $\omega_a = \omega_g$, $\delta \omega_a = \delta \omega_g = \delta \omega_0$ erhält man $\delta \omega_0 = \sqrt{d_a d_g}$.

Die $\mathfrak{R}_k$ berechnet sich im Falle der Abstimmung zu

$$\mathfrak{R}_k = \frac{\omega C_k}{4 C_a C_g (d_a + d_g) \sqrt{d_a d_g}}.$$

Ist der Gitterkreis schwächer gedämpft als der Anodenkreis, so ist es günstiger, $\omega_g < \omega_a$ zu wählen; ist der Anodenkreis schwächer gedämpft, so liefert $\omega_a > \omega_g$ größere $\mathfrak{R}_k$-Werte.

Wie weit man für gegebene d_a- und d_g-Werte die Verstimmung nach beiden Seiten treiben kann, bis die Generatorschwingung erlischt, möge der Leser an Hand kleiner Zahlenrechnungen selbst überlegen. Vgl. S. 130 Pfeifneigung von Lautverstärkern.

Sechstes Beispiel.

Wir wollen nun die vereinfachende Voraussetzung, daß Phase $\mathfrak{J}_e$ = Phase $\mathfrak{J}_a$, fallen lassen und bei einem letzten Beispiel die durch starke Gitterströme verursachte Phasenverschiebung zwischen $\mathfrak{J}_e$ und $\mathfrak{J}_a$ berücksichtigen. Berechnet sei die Frequenz der Schaltung Abb. 89 für stark überspannten Betrieb.

Man vergegenwärtige sich das in Abschnitt B, 6 über die Phasenverschiebungen Gesagte und die Abb. 83 bis 85. Um die Phasenverschiebung zwischen $\mathfrak{J}_g$ und $\mathfrak{J}_e$ zu berechnen, müssen wir die Phasenverschiebung zwischen den $\mathfrak{J}_g$ bzw. $\mathfrak{J}_e$ gleichphasigen Spannungen $\mathfrak{U}_g$ und $\mathfrak{U}_{st}$ kennen. Hierzu bedienen wir uns der in Aufgabe 2 ab-

geleiteten Formeln für $\mathfrak{K}$ und $\mathfrak{R}_a$. Hieraus berechnet sich die Phasenverschiebung ψ zwischen $\mathfrak{J}_g$ und $\mathfrak{J}_e$ bzw. $\mathfrak{U}_g$ und $\mathfrak{U}_{st}$ zu

$$\mathfrak{U}_g = \mathfrak{K}\,\mathfrak{U}_a = \frac{j\omega L_{1g}}{j\omega L + R}\,\mathfrak{U}_a;$$

$$\mathfrak{U}_{st} = (\mathfrak{K} - D)\,\mathfrak{U}_a = \frac{j\omega L_{1g} - j\omega L D - D R}{j\omega L + R}\,\mathfrak{U}_a;$$

$$\psi = \text{Phase}\,\frac{\mathfrak{U}_{st}/\mathfrak{U}_a}{\mathfrak{U}_g/\mathfrak{U}_a} = \text{Phase}\,\frac{j\omega(L_{1g} - DL) - DR}{j\omega L_{1g}}$$

$$= \text{Phase}\left\{1 - \frac{DL}{L_{1g}} + j\,\frac{DR}{\omega L_{1g}}\right\}$$

$$= \operatorname{arctg}\frac{\dfrac{DR}{\omega L_{1g}}}{1 - \dfrac{DL}{L_{1g}}} \approx \frac{DR}{\omega(L_{1g} - DL)}.$$

Für die Phasenverschiebung ξ zwischen $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{J}_e$ liest man aus der Abb. 94 ab:

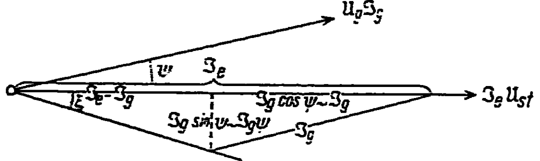


Abb. 94. Phasendiagramm für den Fall, daß $\mathfrak{J}_e$ und $\mathfrak{J}_a$ nicht in Phase sind.

$$\operatorname{tg}\xi = \frac{\sin\psi\,\mathfrak{J}_g}{\mathfrak{J}_e - \cos\psi\,\mathfrak{J}_g} \approx \frac{\psi\,\mathfrak{J}_g}{\mathfrak{J}_e - \mathfrak{J}_g} = \frac{DR}{\omega(L_{1g} - DL)}\,\frac{\mathfrak{J}_g}{\mathfrak{J}_e - \mathfrak{J}_g}.$$

Nach dem Prinzip der Phasenbilanz muß aber die Phase der $\mathfrak{R}_k$ ξ gleichen, das ergibt für $\delta\omega$, wenn man $\dfrac{DR}{\omega L}$ neben 1 vernachlässigt, die Gleichung:

$$\frac{DR}{\omega(L_{1g} - DL)}\,\frac{\mathfrak{J}_g}{\mathfrak{J}_e - \mathfrak{J}_g} = \text{Phase}\left\{\frac{\omega^2\left(L_{1g} - DL + j\dfrac{DR}{\omega}\right)}{2C(j\delta\omega + d)}\right\}$$

$$\approx \text{Phase}\left\{\frac{\omega^2(L_{1g} - DL)}{2C(j\delta\omega + d)}\right\} = -\frac{\delta\omega}{d}.$$

Da D und R klein sind, ist DR als klein 2. Ordnung vernachlässigt.

Ist $\mathfrak{J}_g \ll \mathfrak{J}_e$, so wird $\delta\omega$ mit $\frac{DR}{\omega L}$ klein zweiter Ordnung. Wir erhalten das Resultat der zweiten Aufgabe, wie es sein muß. Ist aber $\mathfrak{J}_g$ von der Größenordnung $\mathfrak{J}_e$, $\frac{\mathfrak{J}_g}{\mathfrak{J}_e - \mathfrak{J}_g}$ also groß, so erhält $\delta\omega$ den Wert

$$\delta\omega = -d\,\frac{DR}{\omega(L_{1g} - DL)}\,\frac{\mathfrak{J}_g}{\mathfrak{J}_e - \mathfrak{J}_g}.$$

Die Formel gibt das Anwachsen der Frequenzabnahme mit zunehmenden Gitterströmen richtig wieder. Hierzu würde bei größeren L_g noch die in Beispiel 4 berechnete Frequenzabnahme treten.

E. Die Theorie des Ziehens[1]).

Die „normale Resonanzkurve".

Wenn man in Abb. 95 den aus L, C, R bestehenden Schwingungskreis durch Veränderung der Kapazität verstimmt, so erhält man, wenn man $\delta\omega = \omega - \omega_2$ mit „Verstimmung" und $d = \frac{R}{2L}$ mit „Dämpfung" bezeichnet, folgende Formel für die Resonanzkurve:

$$\mathfrak{J} = \frac{\mathfrak{U}}{j\omega L + R + \frac{1}{j\omega C}} = \frac{\frac{\mathfrak{U}}{2L}}{\frac{j\omega}{2}\left(1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2}\right) + d} = \frac{\frac{\mathfrak{U}}{2L}}{j\delta\omega\cdot\frac{\omega + \omega_2}{2\omega} + d}$$

$$\approx \frac{\frac{\mathfrak{U}}{2L}}{j\delta\omega + d},$$

mit der Amplitude

$$|\mathfrak{J}| = \frac{|\mathfrak{U}|}{2L\sqrt{\delta\omega^2 + d^2}},$$

Abb. 95. Schwingungskreis.

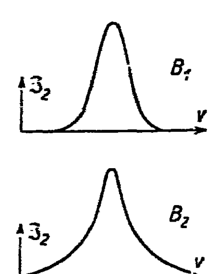
hierin ist ω die Frequenz der Stromquelle, ω_2 die Resonanzfrequenz des Kreises. Abb. 96 B_1 zeigt die Resonanzkurve, die für geringe Dämpfungen fast symmetrisch ist. Diese Resonanzkurve wollen wir „normale" Resonanzkurve nennen.

---

[1]) Vgl. die Arbeiten von H. Pauli im Jahrbuch für drahtlose Telegraphie.

Zieherscheinungen.

Wenn man einen Röhrengenerator oder Lichtbogengenerator mit einem Sekundärkreis koppelt, so erhält man nur bei sehr loser Kopplung eine „normale Resonanzkurve". Bei immer fester werdender Kopplung erhält man die Kurven der Abb. 96 B_2 bis B_5. Die Verstimmung ist jetzt v genannt. v ist die Differenz der Frequenz des Generators bei abgekoppeltem Sekundärkreise ω_0 und der Sekundärkreisresonanzfrequenz ω_2. Da die Frequenz des ganzen Systems ω sich beim Ankoppeln des Sekundärkreises ändert ($\omega \neq \omega_0$), müssen $\delta\omega = \omega - \omega_2$ und $v = \omega_0 - \omega_2$ unterschieden werden.



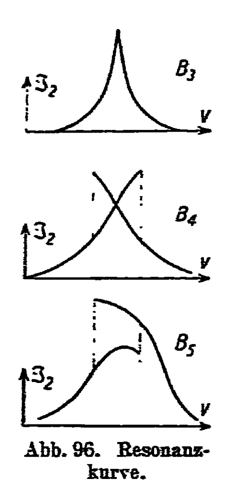


Abb. 96. Resonanzkurve.

Alle Zieherscheinungen beruhen auf einer Rückwirkung des Sekundärkreises auf den Generator.

Gleichzeitig mit den Zieherscheinungen beobachtet man eine Veränderung sowohl der Amplitude wie der Frequenz der Schwingung des Systems. Reduziert man den Sekundärstrom auf Primärstrom $= 1$ $\left(\text{z. B. durch Auftragen von } \frac{\mathfrak{J}_2}{\mathfrak{J}_1} \text{ statt } \mathfrak{J}_2\right)$, und hält man durch Nachstimmen des Primärkreises die Frequenz des Systems konstant, so erhält man stets „normale" Resonanzkurven.

Definition der Rückwirkung als scheinbarer Widerstand im Primärkreise.

Wenn wir in einem Leitersystem beobachten, daß der Spannungsabfall $\mathfrak{U}$ im Leitersystem dem Strome $\mathfrak{J}$ proportional ist, so sprechen wir von einem „Widerstand" $\mathfrak{R} = \mathfrak{U}/\mathfrak{J}$ des Leitersystems. Ein auf Resonanz abgestimmter Sekundärkreis wirkt — wie ausgerechnet werden soll — wie ein Ohmscher Widerstand. Stimmt man den Sekundärkreis durch Verkleinern der Kapazität auf eine höhere Frequenz

ab, so wirkt er wie eine angekoppelte Kapazität, denn der kapazitive Widerstand überwiegt den induktiven. Der Sekundärstrom eilt dem Resonanzstrom voran, und mit ihm die rückinduzierte Spannung $\mathfrak{U}$. Ein Widerstand, dessen Gegenspannung dem Strome voraneilt, ist aber eine Induktivität. Der auf höhere Frequenz abgestimmte Sekundärkreis wirkt auf den Primärkreis wie eine Induktivität zurück; der auf eine niedrigere Frequenz abgestimmte wie eine Kapazität. Das bedeutet: Der Strom im Primärkreise fließt geradeso, als wenn man statt des Sekundärkreises einen Widerstand (im Resonanzfall), eine Induktion (im Falle der Verkürzung der Sekundärkreiswelle), eine Kapazität (im Falle der Verlängerung der Sekundärkreisabstimmung) eingeschaltet hätte.

Erklärung der Frequenzänderungen.

Nachdem wir uns nun über die „Rückwirkungen" des Sekundärkreises klargeworden sind, können wir die Veränderungen der Frequenz und der Amplitude des Primärkreises leicht diskutieren und damit sämtliche Zieherscheinungen umfassen.

Wir hatten festgestellt, daß ein auf höhere Frequenz abgestimmter Sekundärkreis wie eine in den Primärkreis eingeschaltete Induktivität wirkt. Eine Vergrößerung der Induktivität vergrößert die Wellenlänge. Der Kreis weicht also mit seiner Frequenz der Frequenz des Sekundärkreises aus. Die Resonanzkurve wird also, wenn ich mit dem Sekundärkreis von kleineren Frequenzen von links her komme, links eingebeult oder auf der linken Seite nach rechts hin gedrückt werden, und umgekehrt. Ist diese Einbeulung gering, so entstehen die spitzen Resonanzkurven, ist sie stark, die sich durchkreuzenden.

Erklärung der Amplitudenänderungen.

In der Resonanz ist die Rückwirkung des Sekundärkreises durch einen Ohmschen Widerstand darstellbar. Dieser verringert nach III, A, 3, b S. 59 die $\mathfrak{R}_k$ und damit die Amplitude des Primärstromes, die Rückkopplung hängt aber auch von der Frequenz bzw. von der Schwingungskreisinduktivität ab. Die Amplitudenänderung wird also rechts und links der Resonanz im allgemeinen nicht symmetrisch erfolgen.

Ist die Sekundärkreiskopplung sehr fest, so kann die $\mathfrak{R}_k$ so stark verkleinert werden, daß die Schwingungen ganz erlöschen.

Damit ist die Theorie des Ziehens bereits restlos erledigt. Im folgenden soll das Gesagte nur noch in mathematische Form gebracht werden. Außer einigen quantitativen Regeln wird hierdurch dem bereits Abgeleiteten nichts hinzugefügt werden.

Dem Gange unserer Überlegungen folgend, berechnen wir zuerst den „Rückwirkungswiderstand", gleich rückinduzierte Spannung durch Primärstrom $\frac{\mathfrak{U}_{\text{rück}}}{\mathfrak{J}_1}$:

$$\mathfrak{U}_2 = j\omega L_{12}\mathfrak{J}_1; \quad \mathfrak{J}_2 = \frac{\frac{\mathfrak{U}_2}{2L_2}}{j\delta\omega + d}\,{}^{1)}; \quad \mathfrak{U}_{\text{rück}} = -j\omega L_{12}\mathfrak{J}_2,$$

also

$$\frac{\mathfrak{U}_{\text{rück}}}{\mathfrak{J}_1} = \mathfrak{R}_{\text{rück}} = \frac{\omega^2 L_{12}^2}{2L_2(j\delta\omega + d)}$$

$$= \frac{\omega^2 L_{12}^2 d}{2L_2(d^2 + \delta\omega^2)} - \frac{j\omega^2 L_{12}^2\delta\omega}{2L_2(d^2 + \delta\omega^2)} = \delta R + j\omega\delta L.$$

Für die Resonanz $\delta\omega = 0$ ist $\mathfrak{R}_{\text{rück}}$ ein rein Ohmscher Widerstand:

$$\delta R_{\text{res}} = \frac{\omega^2 L_{12}^2 d}{2L_2 d^2} = \frac{\omega^2 L_{12}^2}{R_2}.$$

Die Induktivität des Kreises wird also um

$$\delta L = \frac{-\omega L_{12}^2\delta\omega}{2L_2(d^2 + \delta\omega^2)}$$

und die Senderfrequenz um

$$-\delta\Omega = \frac{\omega}{2}\frac{\delta L}{L_1} = \frac{\omega^3 L_{12}^2\delta\omega}{4L_1L_2(d^2 + \delta\omega^2)} \tag{1}$$

$$= \frac{\omega^3 k^2}{4d^2}\,\frac{\frac{\delta\omega}{d}}{1 + \left(\frac{\delta\omega}{d}\right)^2} \quad \left(k^2 = \frac{L_{12}^2}{L_1L_2} = \text{Kopplung!}\right)$$

geändert. Kürzt man $\frac{\delta\omega}{d}$ mit x, $-\frac{\delta\Omega}{d}$ mit z ab, so erhält man

$$z = \frac{xG^2}{1 + x^2}, \quad \text{wobei} \quad G = \frac{\omega k}{2d} = \frac{k}{k_0}; \quad k_0 = \frac{2d}{\omega} = \frac{\vartheta}{\pi}.$$

---

1) Vgl. die erste Formel dieses Abschnitts.

Nun sei noch einmal auf die Bedeutung des $\delta\omega$ hingewiesen. Die Eigenfrequenz des Primärkreises allein sei mit ω_0 bezeichnet, die Frequenz des ganzen Senders, die sich einstellt, ist dann $\omega_0 + \delta\Omega$, die Eigenfrequenz des Sekundärkreises $\omega_0 + v$. v die am Sekundärkondensator abgelesene Verstimmung. Von der Verstimmung v, die der Experimentator abliest, ist wohl zu unterscheiden die Verstimmung $\delta\omega$ des Sekundärkreises gegen die sich mit den Versuchsbedingungen ändernde wirkliche Senderfrequenz $\omega = \omega_0 + \delta\Omega$ (vgl. Abb. 97).

$$v = \delta\omega + \delta\Omega; \quad \frac{v}{d} = x - z. \tag{2}$$

Zur Berechnung des Sekundärstromes, der Resonanzkurve, können wir auch im Falle des Ziehens die ganz gewöhnliche Formel

$$\left(\frac{J_2}{J_1}\right)^2 = \frac{\omega^2 L_{12}^2}{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} = \frac{L_1}{L_2} \frac{\left(\frac{k}{d}\right)^2}{1 + \left(\frac{\delta\omega}{d}\right)^2}$$

benutzen.

Man muß nur für ω die wirklichen Frequenzen, nicht ω_0, für $\delta\omega$ die Verstimmung des Sekundärkreises gegen die wirkliche Frequenz $\omega_0 + d\Omega$, nicht die am Sekundärkreiskondensator eingestellte Verstimmung $v = \omega_2 - \omega_0$, einsetzen.

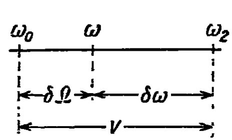


Abb. 97. Übersicht über die Frequenzbezeichnungen in der Ziehtheorie.

Abb. 98. Konstruktion der Ziehfrequenz.

Unsere beiden Gleichungen (1) und (2) für x und z bzw. für $\delta\omega$ und $\delta\Omega$ wollen wir graphisch lösen: In Abb. 98 ist die Kurve $z = \frac{x G^2}{1 + x^2}$, wobei $G = \frac{\omega k}{d} = \frac{k}{k_0}$ und die Gerade $\frac{v}{d} = x - z$ gezeichnet. Die drei Schnittpunkte der Geraden mit der Kurve entsprechen drei möglichen $\delta\omega$-Werten für die am Sekundärkondensator eingestellte Verstimmung v

und die Primär-Sekundär-Kopplung $k\left(G = \frac{k\omega}{d} = \frac{k}{k_0}\right)$. In Abb. 99 und 100 ist das Resultat dieser Konstruktion: Die Abhängigkeit der Senderfrequenz $z = -\frac{\delta\Omega}{d}$ und der „wirklichen" Verstimmung $x = \frac{\delta\omega}{d}$ von $\frac{v}{d}$ für drei Werte von G: $G = 1/3, = 1, = 3$, eingetragen. Dem Leser wird empfohlen, sich die $z = \frac{x G^2}{1 + x^2}$-Kurve qualitativ aufzuzeichnen $\left[z_{(x = \pm\infty)} = \text{asymptotisch } 0;\ \left(\frac{dz}{dx}\right)_{x=0} = G^2 \text{ und } z_{(x=1)} = \text{Maximum mit dem Werte } \frac{G^2}{2}\right]$, die unter 45° geneigte Gerade $z = x - \frac{v}{d}$ für verschiedene v-Werte zu ziehen, die x- und z-Werte abzugreifen und sich selbst eine z-v-Kurve und x-v-Kurve zu konstruieren.

Die punktierten Kurvenstücke sind instabil.

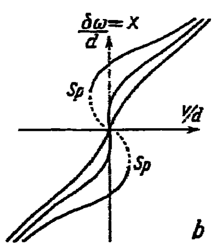


Abb. 99. Wirkliche Verstimmung des Sekundärkreises in Abhängigkeit von der eingestellten Verstimmung.

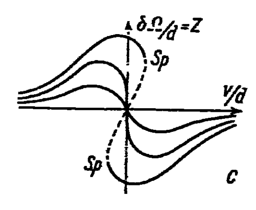


Abb. 100. Frequenzänderung des ganzen Systems in Abhängigkeit von der eingestellten Verstimmung.

Die zu dem ausgezeichneten Werte $G = 1$ gehörende Kopplung $k_0 = \frac{2d}{\omega} = \frac{\vartheta}{\pi}$ nennt man die kritische Kopplung.

Abb. 100 ist zur Beurteilung der Senderfrequenz $\delta\Omega = -z \cdot d$ zu benutzen. Ist die Kopplung kleiner als die kritische, so ändert sich die Senderfrequenz kontinuierlich mit der Verstimmung v; ist sie größer als die kritische, so erhält man in den beiden mit *Sp* bezeichneten Punkten ein Springen. Ist die Kopplung nur ein wenig kleiner als die kritische, so ändert sich die Senderfrequenz sehr viel stärker als

die Verstimmung. Kontrolliert man die Senderfrequenz mit einem Überlagerer durch Konstanthalten des Überlagerungstones mit der Stimmgabel, so kommt man zu Abstimmschärfen, die die Konstanz des Röhrensenders beträchtlich überschreiten.

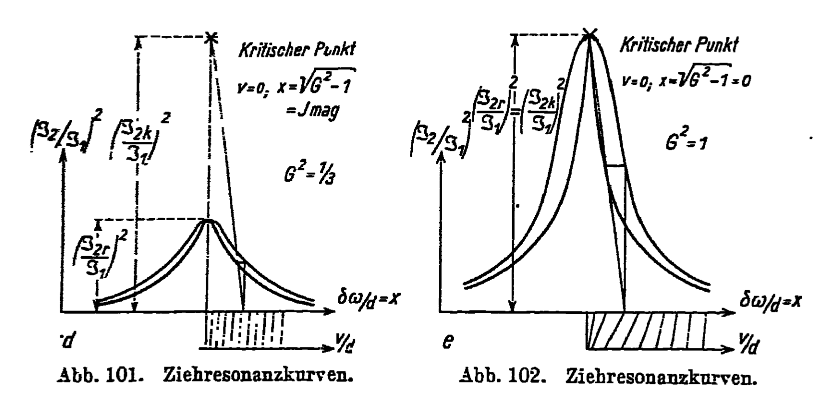


Abb. 101. Ziehresonanzkurven. Abb. 102. Ziehresonanzkurven.

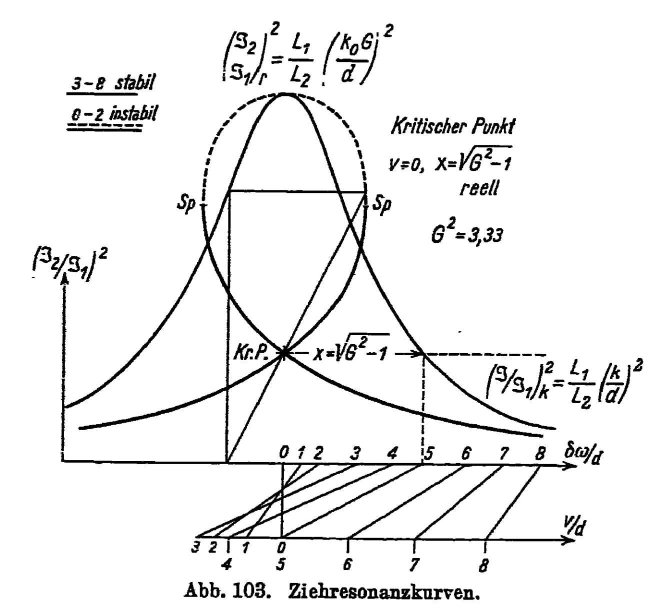


Abb. 103. Ziehresonanzkurven.

Abb. 100 ist zur Konstruktion der Resonanzkurven zu benutzen. Die Konstruktion ist in Abb. 101, 102 und 103 durchgeführt. Die

dünn ausgezogenen Resonanzkurven haben $\delta\omega$ zur Abszisse, es sind die ganz gewöhnlichen Resonanzkurven mit dem Resonanzwert

$$\left(\frac{J_2}{J_1}\right)_{res} = \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \cdot \frac{k}{d} = \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \frac{k_0 G}{d}.$$

Nach Abb. 99 zusammengehörige $\delta\omega$- und v-Werte sind mit schrägen Strichen verbunden. Die dick ausgezogenen $\left(\frac{J_2}{J_1}\right)^2$ - $\frac{v}{d}$ -Kurven ergeben dann die „Zieherscheinungen".

Um sämtliche Zieherscheinungen im Röhrensender zu überblicken, hat man ebenso wie δL auch δR als reellen Teil von

$$\frac{\omega^2 L_{12}^2}{j\omega L_2 + R_2 + \frac{1}{j\omega C_2}}$$

zu berechnen, δL und δR verändern die Rückkopplung:

$$\mathfrak{R}_k = \frac{L_{1g} - D(L_1 + \delta L)}{C(R + \delta R)},$$

den Schnittpunkt im Schwingliniendiagramm und damit $\mathfrak{J}_L = \mathfrak{J}_1$ in ganz normaler Weise. Bei starker Sekundärkreiskopplung kann δR natürlich auch so groß werden, daß die Schwingungen erlöschen. Zum Studium aller dieser Einzelheiten ist nur ein wenig Zeichnen im Schwingliniendiagramm nötig.

F. Schaltungen für Telephoniesender.

1. Anforderungen an eine Hochfrequenzenergiesteuerung für die Zwecke der Hochfrequenztelephonie.

1. Die zum Steuern nötige Energie soll möglichst gering sein.
2. Es soll eine möglichst große Aussteuerung erreicht werden.
3. Die Schwankungen der Amplituden der Hochfrequenzschwingungen sollen die Spannungsschwankungen der Sprechströme möglichst formgetreu abbilden, damit die Sprache nicht verzerrt wird.

2. Schaltungen.

Zur Steuerung geringer Leistungen genügt es, in den Antennenkreis oder in einen mit der Antenne gekoppelten Energieentziehungs-

kreis ein Mikrophon zu legen. Für größere Leistungen benutzt man an Stelle des Mikrophons eine Lorenzsche Modulationsdrossel.

Ist die Antennenleistung zum direkten Steuern zu groß, so kann man sich nach Abb. 104 eines Steuersenders bedienen. Der Mikrophonkreis dämpft und verstimmt einen Zwischenkreis, der die Energie des

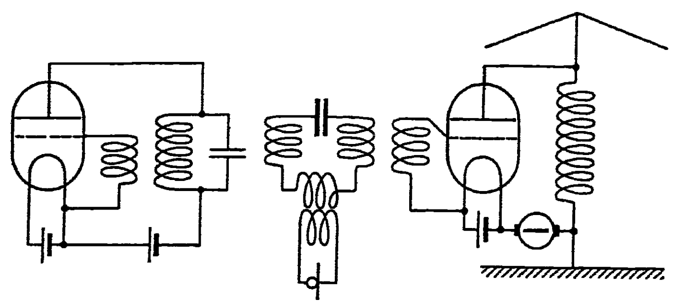


Abb. 104. Fremdgesteuerter Telephoniesender.

mit konstanter Amplitude und Frequenz laufenden Steuersenders an das Gitter des Hauptsenders legt. Die Vorteile dieser etwas komplizierten Schaltung sind: Die Frequenz wird durch die Steuerung nicht beeinflußt, da der Steuersender dauernd konstant weiterarbeitet. Man kann mit kleinen Leistungen im Mikrophonkreis große Leistungen im Antennenkreis steuern. Der Zwischenkreis dient zugleich zur Unterdrückung der Oberwellen.

3. Steuerung durch Veränderung der Gittervorspannung. Gitterbesprechung.

In Abb. 105 werden dem Gitter der Senderröhre neben der hochfrequenten, über die Rückkopplung laufenden Spannung vom Mikrophonkreis aus niederfrequente Spannungen eingeprägt. Um die Wirkungsweise dieser Steuerung zu studieren, greifen wir im Schwingliniendiagramm (Abb. 106) für zwei verschiedene $\mathfrak{R}_k$ ($\operatorname{tg}\alpha_1$ und $\operatorname{tg}\alpha_2$) die Anodenstromamplituden für die verschiedenen Gittervorspannungen ab. In Abb. 107 ist die Abhängigkeit des $\mathfrak{J}_a$ von U_g herausgezeichnet. Die Diagramme zeigen: Für feste Rückkopplungen ist diese Art der Steuerung verhältnismäßig unempfindlich, die Schwingungsamplitude kann nur um wenige Prozent geändert werden. Für lose Rückkopplungen ist hin-

gegen die Steuerung sehr empfindlich, verlangt aber eine sorgfältige Einstellung der Rückkopplung.

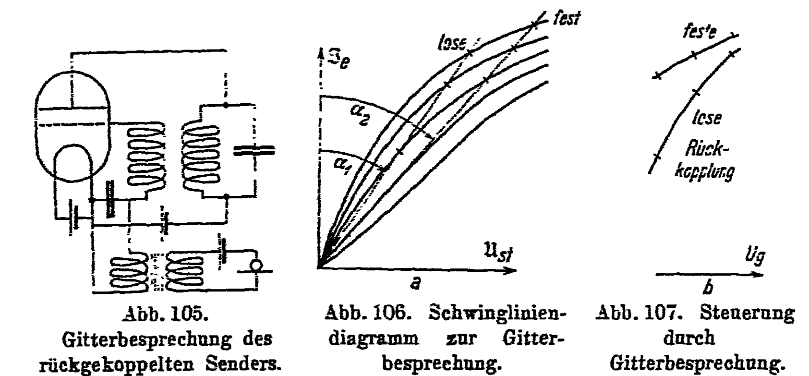


Abb. 105. Gitterbesprechung des rückgekoppelten Senders.

Abb. 106. Schwinglinien-diagramm zur Gitter-besprechung.

Abb. 107. Steuerung durch Gitterbesprechung.

Benutzt man einen Steuersender, wie in Abb. 108, so kann man mit geringem Aufwand an Steuerleistung große Aussteuerungen erzielen. In Abb. 109 ist das zugehörige Schwinglinienbild und in Abb. 110 der Zusammenhang zwischen Steuervorspannung und Anodenstromamplitude eingetragen.

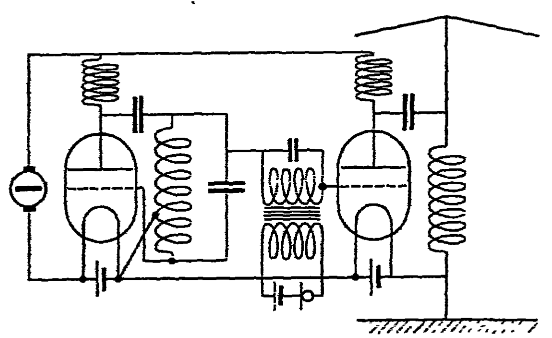


Abb. 108. Gitterbesprechung mit Steuersender.

Die Gitterbesprechung kann auch dadurch erfolgen, daß man einen mit der Sprachfrequenz veränderlichen Widerstand, z. B. eine Röhre, in den Gitterkreis einschaltet. Da zum Verständnis der Wirkungsweise dieser Anordnung die Kenntnis der Gleichrichterwirkung der Röhre erforderlich ist, soll diese bei den Rundfunksendern vielfach verwendete Schaltung erst am Ende des Abschnitts über die Gleichrichtung besprochen werden.

Steuerung durch Anodenbesprechung. Huth-Kühn-Schaltung (Abb. 111). Der von der Dynamomaschine gelieferte Anodenstrom wird durch eine große Drossel konstant gehalten. Die Modulationsröhre M läßt im Takte der Schallschwingungen einen mehr oder weniger großen Teil des Anodenstromes durch. Der Einfacheit halber wollen wir annehmen, daß der Durchgriff der Modulationsröhre sehr klein sei und daß der Anodenstrom der Modulationsröhre von der

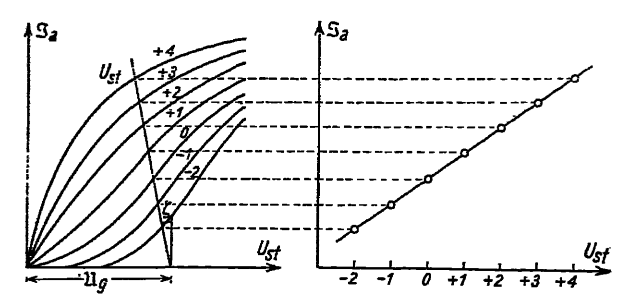


Abb. 109. Schwingliniendiagramm der Gitterbesprechung des fremderregten Generators.

Abb. 110. Abhängigkeit der Anodenstromamplitude von der Gittervorspannung.

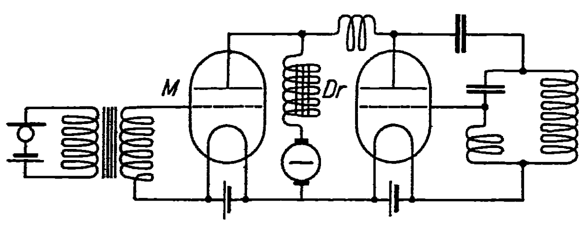


Abb. 111. Anodenbesprechung.

Anodenspannung nicht abhänge. Die Senderröhre erhält dann einen im Takte der Schallschwingungen schwankenden gegebenen mittleren Anodenstrom $\overline{I}_a$. Um Spannungsbegrenzung zu haben, arbeitet man mit so fester Rückkopplung, daß der Betrieb eben unterspannt wird, wenn der Strom in der Modulationsröhre Null und die Spannung an den Röhren am höchsten ist. Die Wirkungsweise dieser Steuerung läßt sich wieder in einfacher Weise im Schwinglinienbilde übersehen. Um den Zusammenhang zwischen dem gegebenen $\overline{I}_a$ und den Amplituden $\mathfrak{J}_a$ und der Röhrengleichspannung U_a konstruktiv

zu finden, zeichnen wir zunächst das Schwinglinienbild Abb. 112a. Die Rückkopplungsgerade ist eingezeichnet. Für die verschiedenen U_{st}- bzw. $D\,U_a$-Werte lesen wir im Schwingliniendiagramm die $\mathfrak{J}_a$-Werte, und im Leistungsliniendiagramm 112b die $\bar{i}_a$-Werte ab und tragen das Re-

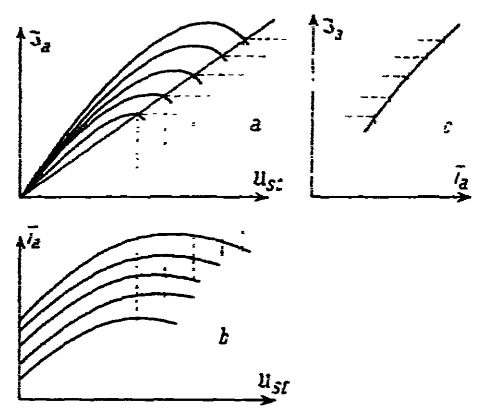


Abb. 112. Diagramm zur Anodenbesprechung.

sultat in Abb. 112c ein. Abb. 112 zeigt, daß die Steuerung in weiten Grenzen durchgeführt werden kann. Der Nachteil der Anordnung besteht darin, daß die Modulationsröhre mindestens ebenso groß wie die Senderröhre sein muß.

G. Verschiedenes.

1. Herstellung kurzer Wellen nach Barkhausen-Kurz[1]).

Bringt man das Gitter einer kleinen Senderröhre auf einige hundert Volt positive Spannung, die Anode auf Spannung Null oder negative Spannung gegen die Kathode, so sollte man erwarten, daß der Anodenstrom Null ist. Barkhausen und Kurz beobachteten aber einen merklichen Anodenstrom. Aus diesem merkwürdigen Versuch schlossen sie auf das Vorhandensein von Schwingungen. Sie konnten in der Tat Schwingungen experimentell nachweisen. Ihre Wellenlänge bestimmten sie mit dem Lechersystem zu etwa 1 m.

---

1) Physik. Zeitschr. **21**, 1—6 (1920). Zusammenfassende Berichte von Kohl, Annalen **84**, Nr. 1, 1929; Hollmann, Zeitschr. f. Hochfrequenztechnik **33**, 27, 66, 101, 1929; Schildknecht, Acta Helvetica 1928, S. 110—138.

Sie fanden, daß die Wellenlänge im wesentlichen von den Spannungen abhängt, während sie sich mit der Abstimmung angeschlossener Schwingungskreise nur wenig ändert. Die Schwingungsdauer gleicht der Zeit, welche das Elektron zur Ausführung einer Pendelbewegung vom Glühdraht durch das positive Gitter zur Anode und durch das Gitter zum Glühdraht zurück braucht.

Durch diesen experimentellen Befund ist gezeigt, daß die neuen Schwingungen mit der geschilderten Pendelung der Elektronen etwas zu tun haben müssen. Ihr Mechanismus blieb aber in folgendem wesentlichen Punkte rätselhaft:

Wenn im Lechersystem Wechselströme erregt werden sollen, so muß die Raumladung als Ganzes vom Glühdraht durch das Gitter zur Anode schwingen, und zwar so, daß während der einen Halbperiode sich die Raumladung vorwiegend im Raume Glühdraht—Gitter, während der anderen Halbperiode im Raume Anode—Gitter aufhält.

Die von Barkhausen entworfene Vorstellung erklärt aber nur das Pendeln der einzelnen Elektronen. Da in jedem Zeitelement gleich viele Elektronen vom Glühdraht aus ihre Pendelbewegung antreten, so wird immer eine vor der Anode umkehrende und immer eine vor dem Glühdraht umkehrende Raumladung vorhanden sein.

Es fehlte bisher die Erklärung, warum die Elektronen zu einem gemeinsamen Pendeln kommen, warum sie sich zu einem gemeinsamen Tanze ordnen.

Wie nun diese Ordnung der zunächst ungeordnet durcheinanderschwingenden Elektronen vor sich geht, ist folgendermaßen zu erklären[1].

1. Um beurteilen zu können, ob die Elektronen Schwingungsenergie in das Lechersystem liefern, gehen wir davon aus, daß im Lechersystem ein Wechselstrom fließe und zwischen dem Gitter einerseits und dem zusammengeschalteten Glühdraht und Anode andererseits eine Wechselspannung

$$u_g = U_g + \mathfrak{U}_g \cos(\omega t + \varphi)$$

erregen.

[1]) Die folgenden Ausführungen sind der Kürze halber nur qualitativ. Die ausführliche Durchführung der Rechnung wird demnächst im Jahrbuch für drahtlose Telegraphie erscheinen.

Wenn nun die Elektronen der Schwingung im Lechersystem Energie zuführen sollen, so muß ein Elektronenstrom auf die Anode bzw. auf das Gitter gelangen, der mit der Anoden- bzw. Gitter*gegen*spannung in Phase ist. Die Diskussion der zur Energielieferung nötigen Phasenverschiebung zwischen Anodenstrom und Anodenspannung hat genau in der gleichen Weise wie beim rückgekoppelten Röhrengenerator zu erfolgen.

Speziell müssen *dann* Elektronen auf die Anode gelangen, wenn sie gegen den Glühdraht negativ ist.

2. Das scheint auf den ersten Blick unmöglich zu sein und gegen den Energiesatz zu verstoßen. Denn ein Elektron (Kegelkugel) kann nicht von einem Bergrücken (Glühdraht) durch ein Tal (positives Gitter) auf den jenseitigen Bergrücken (Anode) heraufrollen, wenn dieser jenseitige Bergrücken höher (negative Anodenspannung) ist.

Diese Überlegung ist richtig, wenn die Spannungen zeitlich konstant sind oder sich während der Flugdauer der Elektronen nur unmerklich ändern. Ändert sich die Spannung während der Flugdauer stark, so haben wir es im Vergleich mit einem Fall durch ein zeitlich wechselndes Erdfeld zu tun. Wenn das Feld, gegen welches die Elektronen bergauf rollen müssen, im Anfang klein ist und erst hoch wird, wenn die Elektronen den größten Teil des Weges zurückgelegt haben, so ist es durchaus möglich, daß sie auf einen Berg gelangen, der höher ist als der, von dem sie herunterrollten. Denn während der ersten Hälfte des Aufstieges war ja das Gegenfeld (die Erdschwere) gering, so daß sie fast nichts von ihrer kinetischen Energie verloren und ihre ganze Energie zum Überwinden des Restes des Aufstieges gegen die erhöhte Erdschwere (Gegenfeld der Anode) verwenden könnten[1]).

3. Die Durchrechnung gestaltet sich sehr einfach. Für die Gitterspannung hatten wir

$$u_g = U_g + \mathfrak{U}_g \cos(\omega t + \varphi)$$

angesetzt, die Abstände Glühdraht—Gitter und Gitter—Anode mögen r_{kg} und r_{ga} heißen.

Zur Vereinfachung nehmen wir eine *ebene* Anordnung: Glühblech—Gitter—Anode als drei parallele Ebenen. Die Bewegungsgleichungen lauten dann:

[1]) Gegen den Energiesatz verstößt eine derartige Bewegung nicht, da der Energieüberschuß der Kugel der Differenz der Erdfeldenergie beim Abschalten und beim Wiedereinschalten des Feldes entspricht.

Im Raume Glühblech—Gitter:

$$m x'' = \frac{\varepsilon}{r_{kg}} [U_g + \mathfrak{U} (\cos \omega t + \varphi)]$$

mit den Anfangsbedingungen:

$$x = 0 \text{ und } x' = 0$$

Die Integration der Gleichung diene zur Berechnung von v_g, der Elektronengeschwindigkeit in der Gitterebene.

Im Raume Gitter—Anode:

$$m x'' = -\frac{\varepsilon}{r_{ga}} [U_g + \mathfrak{U} \cos (\omega t + \varphi)]$$

mit den Anfangsbedingungen:

$$x = 0 \text{ und } x' = v_g.$$

Die Integration diene zur Berechnung der Steighöhe s.

4. Ist die Steighöhe s der von der Glühdrahtmitte ausgehenden Elektronen gleich r_{ga}, so fließt ein mittlerer Anodenstrom i_{am}, ist $s > r_{ag}$, so wird der Anodenstrom verstärkt, ist $s < r_{ag}$, so wird er geschwächt; man kann angenähert ansetzen:

$$i_a = S (s - r_{ag}).$$

Führt man die Rechnung durch, so findet man die Phase von $\mathfrak{U}_g$ gegen $\mathfrak{J}_a$ abhängig vom Verhältnis der Elektronenlaufzeit zur Schwingungsdauer. Ist die von Barkhausen experimentell gefundene Frequenzbedingung: „Schwingungsdauer = gesamte Laufzeit der Elektronen" erfüllt, so liegt die Phase $\frac{\mathfrak{U}_g}{\mathfrak{J}_a}$ tatsächlich so, daß dem Lechersystem Schwingungsenergie geliefert wird.

5. Nun läßt sich das „Ordnen zum Tanz" zwanglos erklären. Im Takte der Lechersystemschwingung werden der Raumladung Beträge entzogen. In den Zwischenzeiten schwingen dichtere Raumladungen zur Kathode zurück. Diese werden an der Kathode um den normalen Emissionsstrom verstärkt und bei jeder Schwingung weiter verdichtet, bis die Ordnung zum Tanz erreicht ist.

6. Schließlich können wir uns vom Lechersystem frei machen. Es läßt sich nämlich nachweisen, daß ein Kondensator mit einer zwischen seinen Platten mit der Eigenfrequenz ω_0 schwingenden Raumladung sich genau so verhält, wie eine auf ω_0 abgestimmte Schwingdrossel.

Für letztere erhält man

$$\mathfrak{R}_a = \frac{1}{2\,c\,(d + j\,\delta\,\omega)},$$

worin d die Dämpfung, $\delta\,\omega$ die Verstimmung und c die Kapazität der Schwingdrossel ist. Für den Kondensator mit der schwingenden Raumladung erhält man genau dieselbe Formel, nur muß c aus der Raumladungsdichte, der von der Raumladung besetzten Fläche (der Fläche der Platten) ω, $\frac{\varepsilon}{\mu}$ berechnet werden.

Die vom Kondensator mit der schwingenden Raumladung gebildete „Schwingdrossel" bestimmt dann die Frequenz, während das Lechersystem hierzu nur einen angekoppelten Sekundärkreis bildet, dessen Abstimmung auf die Wellenlänge einen nur geringen Einfluß hat. Die „Schwingdrossel" schwingt auch dann, wenn an Stelle des Lechersystems der Schwingdrossel ein anderer hoher Widerstand parallel liegt, über den dem Gitter der Gleichstrom zugeführt wird.

7. Experimentell erhält man auch dann Schwingungen, wenn die Anode stark negativ ist und gar keine Elektronen bis zur Anode gelangen und infolgedessen auch kein Anodengleichstrom fließt. Auch dann lassen sich die Schwingungen theoretisch (mit Hilfe unserer Ausgangsformeln) erklären.

Einmal schwankt die Front, in der die Elektronen umkehren, in ihrer Entfernung von der Anode, andererseits in ihrer Dichte. Es schwanken nämlich die Laufzeiten mit den Spannungen. Während der Halbschwingung, in der die Laufzeiten abnehmen, treffen die Elektronen in dichterer Zeitfolge ein, als sie von der Kathode abflogen, die vor der Anode umkehrende Raumladung wird dichter. Sowohl die Lage- wie die Dichteschwankungen der Raumladung influenzieren auf der Anode einen Strom.

Ist die Barkhausensche Frequenzbedingung erfüllt, so liegt die Phase dieses Influenzstromes zur Anodenspannung ebenfalls so, daß sowohl dem „Elektronentanz" als der Lechersystemschwingung Energie zugeführt wird.

Die Dichteschwankungen der Raumladung stellen den Anfang zur „Ordnung der Elektronen zum gemeinsamen Tanz" dar.

2. Der Habanngenerator.

Habann verwendet ein zeitlich konstantes, zum Glühdraht paralleles, dem Anodenzylinder koaxiales Magnetfeld. Die Anordnung der Elektroden zeigt Abb. 113. Es bedeutet A die Anode, Sc die Schutzplatte (zur Herabsetzung des effektiven Anodenpotentials), Se die Seitenplatte, G den Glühdraht.

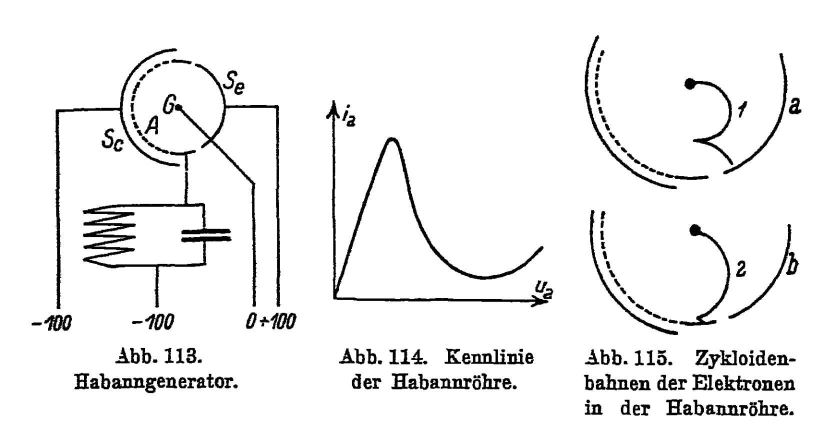


Abb. 113. Habanngenerator.

Abb. 114. Kennlinie der Habannröhre.

Abb. 115. Zykloidenbahnen der Elektronen in der Habannröhre.

Die Röhre stellt einen negativen Widerstand dar (Abb. 114). Die Elektronen laufen auf einer der in Abb. 115 gezeichneten Zykloiden, wie aus den Bewegungsgleichungen für die Elektronen hervorgeht; das elektrische Feld in der Röhre wird der Einfachheit halber als wagerecht und räumlich konstant angenommen.

$$m\ddot{x} = \varepsilon \mathfrak{E} + \varepsilon \mathfrak{H} \dot{y}, \tag{1}$$

$$m\ddot{y} = -\varepsilon \mathfrak{H} \dot{x}. \tag{2}$$

(1) nochmals differentiiert und der $\ddot{y}$-Wert aus (2) eingesetzt, ergibt:

$$m\dddot{x} + \frac{\varepsilon^2}{m} \mathfrak{H}^2 \dot{x} = 0.$$

Lösung:

$$\dot{x} = A \cos(\omega t + \varphi); \qquad \omega = \frac{\varepsilon \mathfrak{H}}{m} = \frac{2\pi}{T};$$

$$T = \frac{2\pi m}{\varepsilon \mathfrak{H}}.$$

(2) nochmals differentiiert und der $y^{\cdot\cdot}$-Wert aus (1) eingesetzt, ergibt:

$$m y^{\cdot\cdot\cdot} = \frac{\varepsilon^2}{m} \mathfrak{E} \mathfrak{H} - \frac{\varepsilon^2}{m} \mathfrak{H}^2 y^{\cdot}.$$

Lösung:

$$y^{\cdot} = A' \cos(\omega t + \varphi') + \frac{\mathfrak{E}}{\mathfrak{H}}.$$

Die Anfangsbedingungen für $t = 0$:

$$x = 0; \quad x^{\cdot} = 0; \quad y = 0; \quad y^{\cdot} = 0.$$

Hieraus sind A, A', φ, φ' zu bestimmen. Man erhält

$$x = -\frac{\mathfrak{E}}{\mathfrak{H}}(1 - \cos \omega t); \quad y = \frac{\mathfrak{E}}{\mathfrak{H}}(t - \sin \omega t).$$

Durch Elimination von t erhält man eine Zykloide von der Länge $l = 2\pi \frac{m}{\varepsilon} \frac{\mathfrak{E}}{\mathfrak{H}^2}$. Die Länge der Zykloide wächst mit dem elektrischen Querfeld, d. h. mit abnehmender Anodenspannung. Das Magnetfeld $\mathfrak{H} = \sqrt{\frac{2\pi m \mathfrak{E}}{\varepsilon l}}$ wird nun so eingestellt, daß bei kleinem Querfeld (hoher Anodenspannung) die Bahn 1 (Abb. 115), bei niedriger Anodenspannung die Bahn 2 durchlaufen wird. Man erhält dann die fallende Charakteristik Abb. 114, die einen negativen Widerstand darstellt.

Die Zeit T_0, in der eine Zykloide durchlaufen wird, berechnet sich aus $T_0 = \frac{2\pi m}{\varepsilon \mathfrak{H}}$ und $\mathfrak{H} = \sqrt{\frac{2\pi m \mathfrak{E}}{\varepsilon l}}$ zu $T_0 = \sqrt{\frac{2\pi m l}{\varepsilon \mathfrak{E}}}$. Die elektrische Feldstärke $\mathfrak{E}$ ist in elektromagnetischen Einheiten einzusetzen.

Ein Zahlenbeispiel möge die Größenordnung dieser Zeit T_0 erläutern. Es sei die Länge der Zykloide $l = 1$ cm, die Feldstärke $\mathfrak{E} = 10$ Volt/cm (20 Volt Spannungsunterschied zwischen der Anode und dem Effektivpotential der Seitenplatte bei 2 cm Abstand dieser Elektroden). $\mathfrak{E}$ in elektromagnetischem Maße ist dann 10^9 cgs. $\frac{\varepsilon}{m}$ ist $1{,}77 \cdot 10^7$ elm. cgs. Setzt man diese Werte ein, so erhält man

$$T_0 = \sqrt{\frac{2\pi \cdot 1}{1{,}77 \cdot 10^7 \cdot 10^9}} = \sqrt{\frac{2\pi}{1{,}77} \cdot 10^{-16}} = 2 \cdot 10^{-8} \text{ sec.}$$

Wenn der Elektronenstrom dem Schwingungskreis Energie zuführen soll, darf seine Phasenverschiebung 90^0 nicht überschreiten, d. h. seine Laufzeit darf ein Viertel der Schwingungsdauer nicht überschreiten. Die Schwingungsdauer

$$T \geqq 4\, T_0 = \text{etwa } 10^{-7} \text{ sec.}$$

Eine Schwingungsdauer von 10^{-7} sec entspricht einer Wellenlänge von 30 m.

Der Habanngenerator eignet sich also in der obigen Form nicht für kurze Wellen. Für letzteren Zweck schaltet man ihn im Gegentakt nach Abb. 116. Die Röhre stellt dann ebenfalls zwischen den beiden Anoden A und A^1 einen negativen Widerstand dar. Ist z. B., wie in Abb. 116, die obere Anode positiver, so wird die Bahn der nach oben den Glühfaden verlassenden, nach unten hin gelangenden Elektronen aufgebogen, die Bahn der nach oben gelangenden Elektronen bleibt zusammengebogen; die untere Elektrode bekommt auf diese Weise mehr, die obere weniger Elektronen. (Vgl. das im physikalischen Teile über das Magnetron Gesagte.)

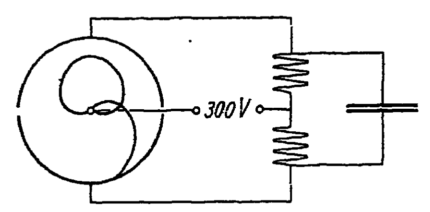


Abb. 116. Gegentaktschaltung mit Magnetfeld für kürzere Wellen.

3. Über die Herstellung negativer Widerstände mit Hilfe der Röhre.

Siehe die Abschnitte über das Dynatron, Pliodynatron, Kallirotron, Negatron und Magnetron im physikalischen Teile.

4. Oberwellen.

Um eine Vorstellung von der Größe der Oberwellen zu geben, sei ein Beispiel durchgerechnet.

Das Dekrement $\frac{\vartheta}{\pi} = 2\frac{d}{\omega}$ sei zu 0,04 oder $\frac{1}{25}$ angenommen. Wie groß sind dann die Amplituden der Oberwellen des Stromes i_L und der Spannung u_a im Verhältnis zur Grundwelle?

Der zeitliche Verlauf von i_a sei wieder durch eine rechteckig
Kurve (Barkhausensche Annäherung) dargestellt: i_a ist dann durc
eine Fouriersche Reihe

$$i_a = J_a - \mathfrak{J}_a \sin \omega t + \mathfrak{J}_{a3} \sin 3\,\omega t + \mathfrak{J}_{a5} \sin 5\,\omega t + \cdots$$

darstellbar, wobei

$$J_a = \frac{1}{2} J_s; \quad \mathfrak{J}_a = \frac{2}{\pi} J_s, \quad \mathfrak{J}_{a3} = \frac{-2}{3\pi} J_s; \quad \mathfrak{J}_{a5} = \frac{+2}{5\pi} J_s \text{ usw}$$

berechnet nach der Formel

$$\mathfrak{J}_{an} = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} i_a\left(\frac{x}{\omega}\right) \sin n\,x\,d\,x, \qquad x = \omega t.$$

Die geraden ($2\,\omega$, $4\,\omega$, $6\,\omega$) Oberwellen treten bei dem im Beispie
angenommenen speziellen zeitlichen Verlauf des Anodenstromes, wi
die Auswertung des Integrals für $\mathfrak{J}_{an}$ zeigt, nicht auf, die Ampli
tuden der ungeraden [ω, $3\,\omega$, $5\,\omega$, ... $(2\,n + 1)\,\omega$] verhalten sich zu
Amplitude der Grundwelle wie $1 : \frac{1}{3} : \frac{1}{5} : \frac{1}{2\,n + 1}$.

Die Amplitude der Grundwelle des Arbeitskreises verhält sicl
zu $\mathfrak{J}_a$ wie

$$\mathfrak{J}_L / \mathfrak{J}_a = \pi / \vartheta = 25$$

für unser Beispiel.

Die Oberwellen verteilen sich auf die Zweige des Arbeitskreise:
im Verhältnis der Widerstände. Es durchfließt also von der Ober
welle $3\,\omega$ den Induktivitätszweig $\frac{1}{10}\mathfrak{J}_{a3}$, den Kapazitätszweig $\frac{9}{10}$ vo
$\mathfrak{J}_{a3}$ usf. Die Spannungsoberwellen sind durch Multiplikation mit ωL
zu erhalten.

Setzt man die Amplituden der Grundwellen gleich 1, so erhäl
man folgende Verhältniszahlen:

$$\vartheta\,\pi = 0{,}04.$$

Ordnung der Oberwelle	Amplitude von $\mathfrak{J}_L$	Amplitude von $\mathfrak{U}_a$
1	1	1
3	$\frac{1}{750}$	$\frac{1}{250}$
5	$\frac{1}{3250}$	$\frac{1}{650}$
7	$\frac{1}{8750}$	$\frac{1}{1250}$

Der angenommene Wert $\vartheta/\pi = 0{,}04$ ist reichlich groß und wird in praxi kaum erreicht. Für schwächer gedämpfte Arbeitskreise werden die Oberwellen aber noch geringer. Bei negativer Gittervorspannung, bei der die Anodenstromimpulse immer kürzer werden, treten sie schärfer hervor, ebenso bei eingesattelten i_a-t-Kurven.

Normalerweise dürften sie, wie in dem durchgeführten Beispiel, weniger als 1 % betragen. Die eingangs erwähnte Bemerkung, daß durch Vernachlässigung der Oberwellen ein Fehler von höchstens 1 % in die Diagramme hereingebracht würde, wird vollauf bestätigt.

Beim Schwebungsempfang sind selbst die schwachen Oberwellen oft noch störend. Um sie herabzudrücken, stehen uns vier Mittel zur Verfügung.

a) Anwendung schwach gedämpfter Zwischenkreise.

b) Kapazitive Kopplung der Antenne mit dem Induktivitätszweig des Arbeitskreises.

c) Positive Gittervorspannung.

d) So geringes $\mathfrak{U}_g$, daß der Stromspannungspunkt nur wenig über die Knicke der Kennlinien herausschwingt. Die beiden letzten Anordnungen dienen zur Verringerung der Oberwellen im Anodenstrom, die beiden ersten zum Auslesen der Grundschwingung durch Zwischen- und Antennenkreis.

5. Maschinen- und Gleichrichtergeräusche als Folge von Spannungs- und Kapazitätsschwankungen; Mittel zu ihrer Abschwächung.

Beim Empfang einer ungedämpften Welle mit Detektor und Telephon sollte nichts zu hören sein; denn ein von einer Welle mit konstanter Amplitude erregter Detektor liefert einen Gleichstrom. Die Telephonmembran wird beim Einschalten des Senders einmal angezogen, sie wird einmal knacken, muß aber dann, solange der Sender arbeitet, still in ihrer neuen Gleichgewichtslage stehen bleiben.

Stellt man die Betriebsspannung mit einer Hochspannungsbatterie her, so ergibt sich das erwartete Resultat. Die ungedämpfte Welle ist nicht zu hören.

Benutzt man als Hochspannungsquelle für den Sender eine Gleichstromdynamomaschine oder einen Gleichrichter, so tritt im Empfänger ein Ton auf.

Es liegt nahe, als Ursache dieses Tones eine Schwankung des von der Maschine oder dem Gleichrichter gelieferten Gleichstromes zu vermuten. Um den Ton zu vermeiden, sind die noch vorhandenen Spannungsschwankungen abzudrosseln. Das kann durch ein System von Drosseln und Kapazitäten erreicht werden (Abb. 117). Man

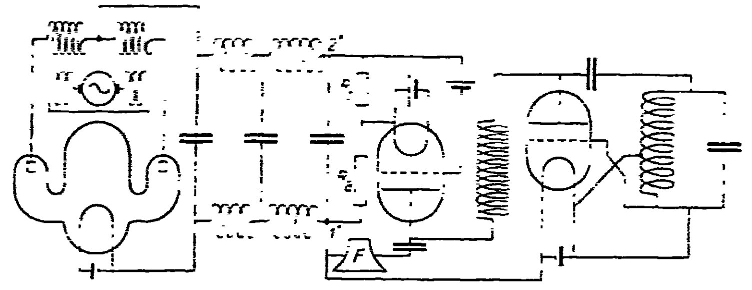


Abb. 117. Beseitigung von Maschinen- und Gleichrichtergeräuschen.

kann auch eine Röhre als Spannungsbegrenzer in der Schaltung Abb. 117 anwenden; wenn man das Verhältnis von R_a zu R_b wie D zu $1 - D$ wählt, so nimmt die Röhre alle Spannungsschwankungen, unabhängig von der Frequenz und Kurvenform auf. Die richtige Einstellung der Röhre erkennt man am Schweigen des Telephons F[1]).

[1]) Die Wirkungsweise der Spannungsbegrenzungsröhre wird am einfachsten durch folgenden Nachweis erläutert: Voraussetzung sei: Der Anodenstrom in der Spannungsbegrenzerröhre und im Sender ist konstant, die Spannung am Gleichrichter (zwischen den Punkten 1′ und 2′) steige um δU. Dann soll als Folge der angegebenen Abgleichung der Widerstände R_a und R_b nachgewiesen werden, daß die Spannung an der Begrenzerröhre ebenfalls um δU steigt, die Spannungsschwankung des Gleichrichters also gerade von der Röhre aufgenommen wird.

Steigt die Spannung zwischen 1′ und 2′, so erhöht sich der Strom in den Widerständen R_a und R_b um $\frac{\delta U}{R_a + R_b}$. Die Spannung am Gitter sinkt um $\delta U \frac{R_b}{R_a + R_b} = \delta U \cdot D$.

Soll dabei aber der Strom in der Röhre konstant bleiben, und das war Voraussetzung, so muß die Spannung zwischen Kathode und Anode um $\delta U \cdot \frac{D}{D}$ steigen, was zu beweisen war.

Als Spannungsbegrenzer werden Röhren mit möglichst geringem Durchgriff am günstigsten sein, da dann R_b klein und R_a groß gewählt werden kann, und die Leistungsverluste in beiden Widerständen klein werden.

Durch die angegebenen Mittel ist der Ton tatsächlich weitgehend herabzudrücken, aber nicht in dem Maße zu beseitigen, wie der Ton im Telephon F (Fig. 117). Die Spannungsschwankungen können also nicht die einzige Ursache für diesen Ton sein. Zwei Beobachtungen führen auf eine weitere Erklärung:

1. Während bei Aufnahme der ungedämpften Welle mit Detektor und Galvanometer die Abstimmung außerordentlich scharf ist, wird der Gleichrichterton in einem breiten Wellenbereich gehört.
2. Beim Empfang eines mit Dynamo oder Gleichrichter betriebenen Senders mit Überlagerung (siehe S. 157) hört man ein Trillern.

Beide Beobachtungen weisen darauf hin, daß neben der besprochenen Intensitätsschwankung auch eine Wellenlängenschwankung vorhanden ist. Letztere kann nur durch Schwankungen irgendwelcher die Frequenz mitbestimmender Kapazitäten zu erklären sein. Diese Vermutung wird bestätigt durch die Veränderung des Schwebetones, die man beim Überlagerungsempfang hört, wenn man sich mit der Hand dem Gehäuse der Gleichstromdynamo des Senders nähert. Man vergrößert damit die Kapazität C_{ME} zwischen Maschine und Erde und damit die der Arbeitskreiskapazität parallel liegenden hintereinander geschalteten Kapazitäten C_{ME} und C_{BE} (zwischen Heizbatterie und Erde, Abb. 118).

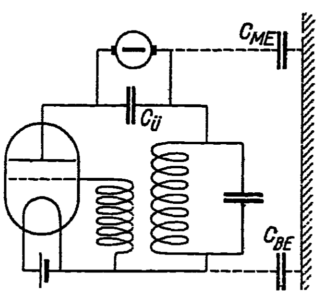


Abb. 118. Entstehung des Trillerns infolge periodischer Erdkapazitätsschwankungen in der Maschine.

Der Anker des Gleichstromgenerators ist nie vollkommen symmetrisch gewickelt. Beim Laufen des Ankers treten Schwankungen der Kapazität C_{ME} des Ankers und des auf der Erde stehenden Maschinengehäuses auf. Hierdurch wird die Wellenlänge im Takte des Maschinenumlaufs geändert und ein störendes Trillern hervorgerufen.

Aus demselben Grunde ist die ausgesandte Wellenlänge und auch die Schwingungsenergie stark von der Güte der kapazitiven und Ohmschen Isolation zwischen dem Anker und der Heizbatterie abhängig. Da bereits ein hoher, der Arbeitskreiskapazität parallel geschalteter Widerstand die Dämpfung stark erhöht, können gering-

fügige Isolationsfehler zwischen Anker und Heizbatterie, wie sie sich bei Aufstellung des Senders in einem feuchten Raume leicht einstellen, zum Aussetzen der Schwingungen führen.

Ähnlich liegen die Verhältnisse beim Gleichrichter (Abb. 119). Hier liegen die zwei in Serie geschalteten Kapazitäten C_{BE} und C_{TE} (Kapazität zwischen den Enden der Sekundärwicklung des Trans formators und der Erde) parallel zur Arbeitskreiskapazität und bestimmen die Frequenz mit.

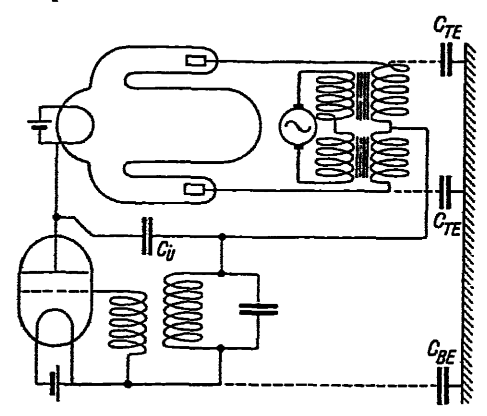


Abb. 119. Entstehung des Trillerns infolge periodischer Erdkapazitätsschwankungen im Gleichrichter.

Die geschilderte kapazitive Verbindung ist aber nur gechlossen, wenn Anode und Kathode der Gleichrichterröhre durch eine Gasentladung verbunden sind. Die Zusatzkapazität wird also auch hier im Takte des benutzten Wechselstroms geschlossen und geöffnet. Der Gleichrichterton wird die doppelte Frequenz wie der benutzte Wechselstrom haben.

Um die störende Wirkung dieser Kapazitätsänderungen zu vermeiden, muß man sowohl den Kathodenanschluß als auch die Hochspannungsquelle im Spannungsknoten[1]) des Arbeitskreises zuführen. Liegt dieser Spannungsknoten im Punkte K der Arbeitskreisspule, so führt die Schaltung der Abb. 40, S. 50, zum Ziele.

[1]) Unter Spannungsknoten des Schwingungskreises ist hier derjenige Punkt, der mit der Erde verbunden werden kann, ohne daß sich Frequenz und Dämpfung der Schwingungen verändert, oder ein geerdeter Punkt des Schwingungskreises verstanden.

Der Überbrückungskondensator $C_ü$ soll groß gegen die Arbeitskreiskapazität C und namentlich gegen die zwischen dem Punkte 1 und der Erde liegenden Maschinenkapazität sein.

Will man die Gleichrichtergeräusche durch Drosseln unterdrücken, so muß man, wie das C. Lorenz tut, neben Niederfrequenzdrosseln namentlich Hochfrequenzdrosseln in die Zuführungen von der Maschine einschalten. Bei Wechselstromheizung ist noch auf folgendes zu achten:

Schaltet man den Gitterkreis an einem Ende des Glühfadens an, so schwankt die Gittervorspannung im Takte des Heizwechselstroms um die Heizspannung. Dies führt zu einer Amplitudenschwankung des Hochfrequenzstroms. Um diese zu vermeiden, schließe man Anoden- und Gitterkreis in der Mitte des Glühfadens an.

6. Die Pfeifneigung bei Lautverstärkern. Ihre Ursachen und die Mittel zu ihrer Beseitigung.

Mitunter hört man in dem an einen Lautverstärker angeschlossenen Telephon ein lautes Pfeifen ohne daß die Wechselstromquelle eingeschaltet ist. Diese Erscheinung wurde von Barkhausen untersucht.

Das Pfeifen ist darauf zurückzuführen, daß die Röhren des Lautverstärkers eine Transformatorspule in ihrer Eigenfrequenz erregen. Wenn derartige Eigenschwingungen entstehen, so muß entweder eine Rückkopplung vorhanden sein, oder es muß sich irgendwo ein negativer Widerstand vorfinden.

a) Die Rückkopplung im Verstärker kann ebenso wie beim Sender eine äußere sein. Das magnetische, meist aber wohl das elektrische Feld des Telephons (Erdkapazität) kann zwischen den Klemmen 1 und 2 des Eingangstransformators (*E. Tr.* Abb. 18, S. 17) eine Spannung induzieren, die die Rolle der in der Rückkopplungsspule induzierten Gitterspannungen spielt. Um diese Rückkopplung unschädlich zu machen, pole man eine der Transformatorspulen um. Die Rückkopplung erhält dann ein solches Vorzeichen, daß angestoßene Schwingungen durch die Röhren nicht unterhalten, sondern abgedämpft werden. Eine weitere Möglichkeit der Rückkopplung liegt in der von den Anodenströmen aller Röhren gemeinsam durchflossenen Anodenbatterie. Der Anodenstrom der dritten Röhre ruft über dem inneren Widerstand der Anodenbatterie einen Wechselspannungsabfall hervor, der Schwankungen

des Anodenstroms der ersten Röhre verursacht. Diese induzieren dann in der Sekundärspule die erforderliche Gitterwechselspannung. Abhilfe gegen diese Rückkopplung bringt einerseits wieder das Umpolen der Transformatoren, andererseits die Verwendung einer frischen Anodenbatterie mit geringem inneren Widerstand oder ein Überbrücken der Anodenbatterie mit Kondensatoren C_a und Dämpfen mit Widerständen R' wie in Abb. 120.

b) Eine Selbsterregung durch innere Rückkopplung infolge Röhrenkapazität (vgl. Huthsche Senderschaltung, Abb. 43) wird besonders begünstigt, wenn die Eigenfrequenz des Eingangstransformators größer ist als die des Transformators im Anodenkreis. Der Eingangstransformator wirkt dann in der Resonanzfrequenz des Anodentransformators überwiegend als Selbstinduktion: der Spannungsabfall über dem Eingangstransformator hat eine Phase, die geeignet ist, die Eigenschwingung des Transformators im Anodenkreis zu erregen. Abhilfe gegen diese innere Rückkopplung bringt wieder die Umkehr des Vorzeichens der Gitterwechselspannung; diese ist aber jetzt nicht durch Umpolen zu erreichen, sondern man muß nach Barkhausen die Transformatoren so anordnen, daß der Eingangstransformator die niedrigste, jeder folgende eine höhere Eigenfrequenz als der vorhergehende hat[1]). Die Rückkopplung über die innere Röhrenkapazität kann durch die auf S. 39 besprochenen Neutrodynschaltungen vermieden werden.

c) Schließlich kann die Selbsterregung auf einen negativen Widerstand zurückzuführen sein. Enthält eine der Verstärkerröhren Gas, so entladen sich die positiven Ionen am Gitter, der negative[2]) Gitterstrom wird mit wachsendem, ionisierendem Anodenstrom steigen (vgl. Abschnitt über das Ionisationsmanometer S. 243). Mit positiver werdender Spannung steigt ein Strom mit negativem Vorzeichen (Abb. 217). Zwischen den Punkten 1 und 2 (Abb. 217) stellt die Gasstrecke zwischen Gitter und Kathode einen negativen Widerstand von der Größe $\frac{\partial u_g}{\partial i_g}$ dar, der, ähnlich wie der negative Widerstand

---

[1]) Vgl. die ausführliche Arbeit über die Schwingungserzeugung mit dem Huthsender von H. Rukop und Isolde Ganswindt in der Telefunkenzeitung.

[2]) Der bei positiver Gitterspannung durch Elektronenleitung hervorgerufene Gitterstrom, der mit wachsender Gitterspannung nach positiven Potentialen hin steigt, ist als positiv gerechnet.

eines Lichtbogens. geeignet ist, die Eigenschwingungen des Eingangstransformators anzuregen.

Die absichtliche Einführung einer schwachen Rückkopplung, die nur die Dämpfung vermindert, aber noch nicht zur Selbsterregung führt, wurde verschiedentlich zur Steigerung der Empfindlichkeit des Lautverstärkers benutzt. Die Rückkopplung muß dann einstellbar sein, da sie entweder zum Pfeifen des Verstärkers führt oder von nur geringer Wirksamkeit ist, wenn sie nicht der gerade eingesetzten Röhre, der Dämpfung des verwandten Telephons usw. angepaßt wird. Die Handhabung des Verstärkers wird dadurch kompliziert, der Betrieb unsicher. Außerdem verzerrt ein solcher Verstärker die Sprache, da er Töne in der Nähe der Eigenfrequenz besonders kräftig verstärkt: bei der Wiedergabe funkentelegraphischer Zeichen hallt er nach. Moderne Verstärker verzichten daher auf dieses Mittel.

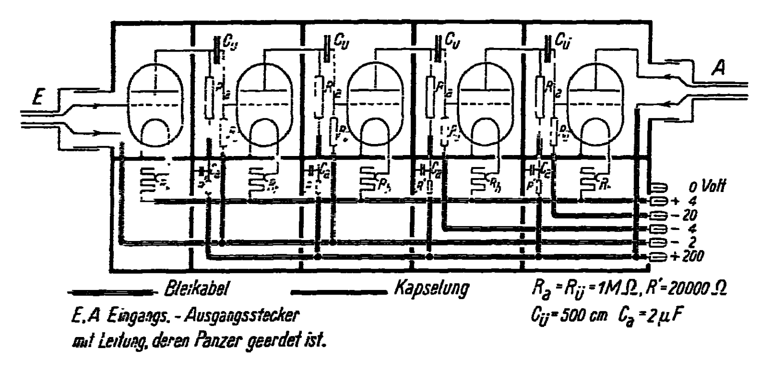


Abb. 120. Gekapselter Verstärker.

Wenn ein mehrstufiger Verstärker einwandfrei arbeiten soll, ist es dringend zu empfehlen, die einzelnen Verstärkerstufen zu kapseln. Will man auch hochfrequente magnetische Felder durch diese Kapselung abschirmen, so müssen die Metallteile der abschirmenden Fächer alle sehr gut leitend verbunden sein. Am besten ist es, alle Verbindungsfugen zu verlöten. Denn ein Wirbelstrom kann nur dann ein Magnetfeld völlig abschirmen, wenn er in einen widerstandslosen Leiter verläuft und zu seiner Erregung das Magnetfeld Null genügt.

Das Beispiel einer solchen Kapselung zeigt Abb. 120.

7. Der quarzgesteuerte Generator.

Die Steuerung von Röhrengeneratoren mit Hilfe von Quarzkristallen beruht auf dem piezoelektrischen Effekt. Dieser ist ein doppelter.

a) Der direkte Effekt.

Schneidet man in der in Abb. 121a dargestellten Weise aus einem Quarzkristall senkrecht zu einer elektrischen Achse eine Scheibe heraus und belastet man diese Scheibe in Richtung der elektrischen Achse, also senkrecht zu den Scheibenflächen (in Abb. 121b durch Pfeile angedeutet), so tritt auf den Scheibenflächen eine elektrische Ladung auf, deren Flächendichte proportional mit dem Druck ist; setzt man den Kristall unter Zugspannung, so ändert sich das Vorzeichen der Ladung. Die Messungen ergeben für den piezoelektrischen Modul den Wert

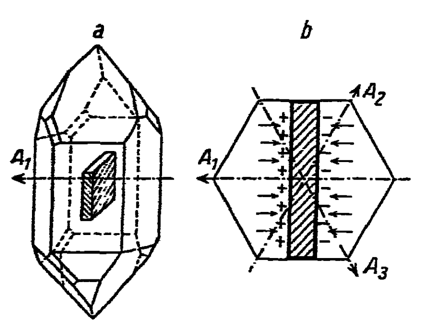


Abb. 121. Quarzkristall und Quarzscheibe.

$$\Pi = 6{,}32 \,.\, 10^{-2} \,\frac{\text{elst. Ladungseinh.}}{\text{kg}}\,.$$

Das Vorzeichen des Moduls richtet sich nach der Richtung der elektrischen Achse. (Die Ladung ist mit ihrem Vorzeichen in Abb. 121b eingezeichnet.)

Zahlenbeispiele: Bringt man an den Seitenflächen einer Quarzscheibe von $q = 2\ \text{cm}^2$ Belege an (siehe Abb. 122), so daß der Quarz mit seinen Belegen eine Kapazität von z. B. $C_q = 5$ cm elst. bilden möge, und verbindet man diese Belege mit einem Elektrometer von $C_e = 2$ cm Kapazität, und belastet man dann den Quarz mit $p = 10\ \text{kg/cm}^2$, so zeigt das Elektrometer eine Spannung

$$U = \frac{q \,.\, p \,.\, \Pi}{C_q + C_e} = \frac{2 \,.\, 10 \,.\, 6{,}32 \,.\, 10^{-2}}{5 + 2} \text{ elst. Spannungseinh.}$$

$$= \frac{2 \,.\, 10 \,.\, 6{,}32 \,.\, 10^{-2} \,.\, 300 \text{ Volt}}{5 + 2} = 54{,}2 \text{ Volt.}$$

Schließt man die Belege über ein Hitzdrahtamperemeter (Abb. 123) kurz und läßt man auf die Quarzscheibe von 2 cm² Fläche einen sinusförmig eine Million mal in der Sekunde schwankenden Druck von 5 Atm. Amplitude wirken, so zeigt das Hitzdrahtamperemeter einen Strom

$$J = \frac{\Pi q . p . 2\pi f}{3 . 10^9} = \frac{6{,}32 . 10^{-2} . 2 . 5 . 2\pi . 10^6}{3 . 10^9} = 1{,}32 \text{ mA}$$

an.

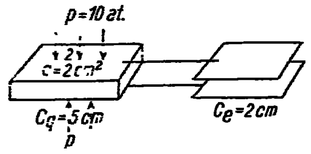


Abb. 122. Aufladen eines Elektrometers mit dem Piezoquarz.

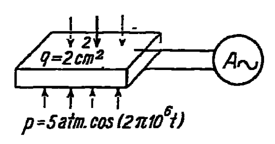


Abb. 123. Piezoelektrisch erzeugter Wechselstrom.

Ist die Spannung im Kristall ungleichmäßig verteilt, so tritt eine räumliche Ladung von der Dichte $\varrho = \Pi \frac{dp}{dx}$ auf. Zwei Ladungs- und Spannungsverteilungen sind in den Abb. 124 und 125 als Beispiele dargestellt.

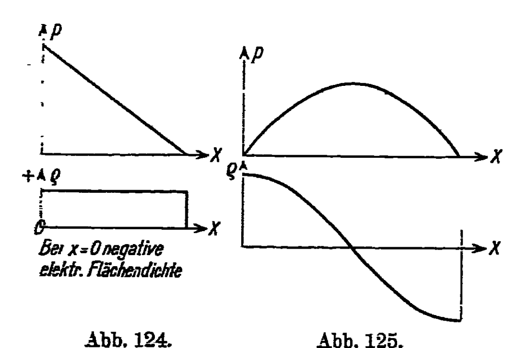


Abb. 124. Abb. 125.
Beispiele piezoelektrischer Raum- und Flächenladung.

b) Der reziproke Effekt.

Lädt man den aus den Belegen des Quarzes gebildeten Kondensator, so wird die Quarzscheibe je nach der Richtung des Feldes und der elektrischen Achse komprimiert oder dilatiert. Dabei ist mit einer Kompression in Richtung der elektrischen Achse eine Dilatation in Richtung der beiden anderen Achsen verbunden.

Legt man an den Kondensator eine Wechselspannung, so führt er im Takte dieser Wechselspannung Dicken- und Längsschwingungen in und senkrecht zur elektrischen Achse aus.

Wird eine dieser Schwingungen in ihrer Resonanz angeregt, so nimmt die Amplitude verhältnismäßig große Werte an, da der Quarz eine sehr geringe Dämpfung besitzt. Die elastische Eigenschwingung eines Quarzes berechnet sich in der üblichen Weise zu $f_l = \frac{v_l}{l}$ für die Längsschwingungen, $f_d = \frac{v_d}{d}$ für die Dickenschwingungen. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit v_l (v_d) ist $\sqrt{\frac{E_l}{\gamma}}$ $\left(\sqrt{\frac{E_d}{\gamma}}\right)$, wobei E_l (E_d) der Elastizitätsmodul, γ die Dichte des Quarzes ist.

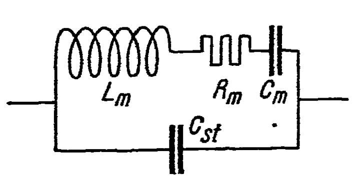


Abb. 126. Ersatzschaltung des Schwingquarzes.

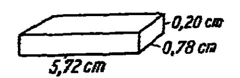


Abb. 127. Dimensionen eines Schwingquarzes.

Rechnet man die Eigenfrequenz der Dickenschwingung auf elektrische Wellenlängen um, so erhält man

$$\lambda \text{ in } m = 104\, d_{mm}.$$

Der Resonanzkurve der elastischen Schwingungen entspricht eine Resonanzkurve der piezoelektrischen Aufladung. Der Quarz verhält sich geradeso wie ein elektrischer Schwingungskreis. Seine elektrischen Eigenschaften lassen sich durch das Ersatzschema Abb. 126 darstellen. Für die Längsschwingungen eines Quarzes von den Dimensionen der Abb. 127 hat man für ω_0, d, L_m, R_m, C_m, C_{st} folgende Werte gemessen:

$$\omega_0 = 304000, \quad \frac{d}{v_0} = 10{,}4 \cdot 10^{-4}, \quad R_m = 71000\,\Omega,$$
$$L_m = 717\,Hy, \quad C_m = 0{,}015 \text{ cm} \quad \text{oder} \quad 0{,}015\,\mu\mu F,$$
$$C_{st} = 15 \text{ cm} \quad \text{oder ca. } 15\,\mu\mu F.$$

Die Zahlenwerte zeigen, daß eine Quarzplatte ebenso wie ein Schwingungskreis mit außerordentlich niedriger Dämpfung wirkt.

Von den mancherlei Senderschaltungen seien nur zwei erwähnt, In Abb. 128 vermittelt der Quarz die Rückkopplung, Abb. 129 entspricht der Huthschaltung (S. 51, Abb. 43). An Stelle des Gitter-

schwingungskreises bei der Huthschaltung ist hier der einem Schwingungskreis entsprechende Quarz eingebaut.

Einen ausführlichen Bericht über die Verwendung der Quarze hat H. Rothe im Handbuch der Experimentalphysik, Bd. XIII (2), S. 437 ff. gegeben.

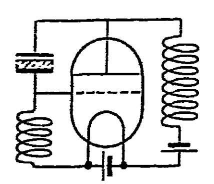


Abb. 128. Quarzgesteuerter Sender (Quarz als Rückkopplung).

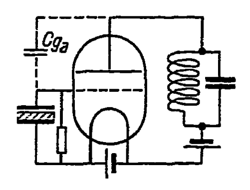


Abb. 129. Quarzgesteuerter Sender (Quarz als Gitterschwingdrossel).

8. Die Frequenzvervielfältigung mit Hilfe der Röhren.

Wenn man das Gitter stark negativ vorspannt, kann man kurze Anodenstromstöße erzeugen, die zur Anregung eines in die Anodenleitung eingeschalteten Schwingungskreises benutzt werden können, der auf

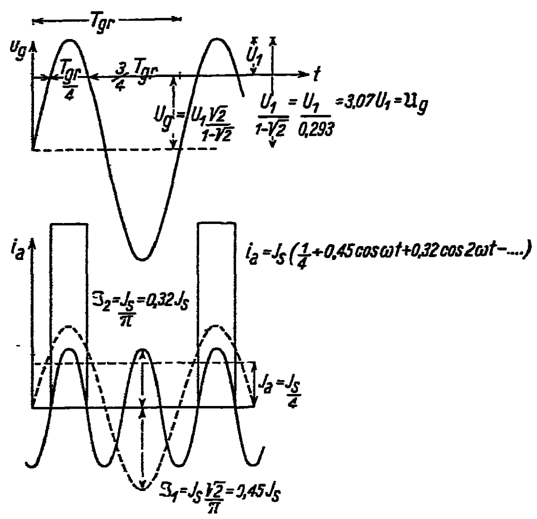


Abb. 130. Amplituden bei Frequenzverdopplung.

ein Vielfaches der Grundfrequenz abgestimmt ist. Abb. 130 zeigt als Beispiel die Verhältnisse bei der Frequenzverdopplung. Man wähle

z. B. die Gittervorspannung U_g und die Gitterspannungsamplitude $\mathfrak{U}_g$ so, daß der Anodenstrom nur während einem Viertel der Schwingungsdauer fließt.

Will man einen fast rechteckigen Verlauf des Anodenstroms (Abb. 130, Rechteckkurve) haben, so muß die Spannung $U_1 \gg U_s$ sein. Die negative Vorspannung U_g und die Gitterspannungsamplitude werden dann beträchtlich. Ihre Werte sind in der Abbildung angeschrieben.

Die Zerlegung des rechteckig verlaufenden Anodenstroms in seinen Gleichstromanteil I_a, in die Grund- und Oberschwingungen J_1, J_2 usw. ist ebenfalls in Abb. 130 dargestellt. Für die Amplitude der Schwingung mit der doppelten Frequenz erhält man $J_2 = I_s\,0{,}32$, also gerade die Hälfte der Grundschwingungsamplitude, die auf S. 94 berechnet war. Bei einer Frequenzverdreifachung würde man $J_3 = 0{,}21$ oder ein Dritttel der auf S. 94 berechneten Amplitude bekommen.

Die Anodenspannungsamplitude kann durch geeignete Dimensionierung auf $\mathfrak{U}_a = U_a - U_1$ gebracht werden. Versucht man sie weiter zu steigern, so treten nach dem auf S. 86 Gesagten starke Gitterströme auf; der Sender arbeitet dann überspannt. Da bei einer Frequenzverdreifachung $\mathfrak{U}_g$ bereits auf $U_1 \cdot 7{,}7$ erhöht werden muß, wird man sich in praxi meist mit einer Frequenzverdopplung begnügen und lieber mehrere Frequenzverdopplungsstufen hintereinanderschalten.

IV. Das Audion.

1. Krumme Kennlinie und Gleichrichtung.

Für alle Gleichrichter und Detektoren ist die Krümmung der Stromspannungskurve, der Kennlinie, typisch. Wie die Abb. 131 und 132 zeigen, bleibt bei gerader Kennlinie der mittlere Strom $\bar{i}$ dem

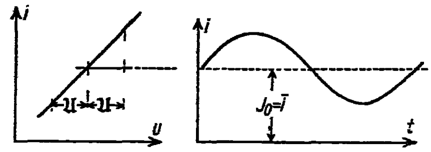


Abb. 131. Bei geradliniger Kennlinie keine Gleichrichtung.

Ruhestrom I_0 gleich, während er bei krummer Kennlinie größer als I_0 ist, wenn man eine Spannung

$$u = U_0 + \mathfrak{U} \cos \omega t$$

an den Gleichrichter legt. Mathematisch ist das durch die Abbildungen gewonnene Resultat folgendermaßen zu formulieren: Die Gleichung der Kennlinie sei in der Umgebung von $u = U_0$ entwickelt:

$$i = I_0 + \frac{di}{du}(u - U_0) + \frac{1}{2}\frac{d^2 i}{du^2}(u - U_0)^2 + \cdots$$

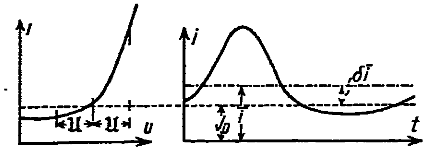


Abb. 132. Zur Gleichrichtung krumme Kennlinie nötig.

Der zeitliche Mittelwert von i berechnet sich für $u - \mathfrak{U}_0 = \mathfrak{U} \cos \omega t$ zu

$$\bar{i} = \frac{1}{T}\int_0^T i\,dt = \frac{1}{T}\int_0^T I_0\,dt + \frac{1}{T}\int_0^T \frac{di}{du}\mathfrak{U}\cos\omega t\,dt + \frac{1}{T}\int_0^T \frac{1}{2}\frac{d^2 i}{du^2}\mathfrak{U}^2\cos^2\omega t\,dt$$

$$= I_0 \qquad + 0 \qquad + \frac{1}{4}\frac{d^2 i}{du^2}\mathfrak{U}^2.$$

Der Gleichrichtereffekt $\delta\bar{i} = \bar{i} - I_0 = \frac{1}{4}\frac{d^2 i}{du^2}\mathfrak{U}^2$ steigt quadratisch mit $\mathfrak{U}$ und ist Null, wenn die Krümmung der Kennlinie $\frac{d^2 i}{du^2}$ Null ist.

2. Gleichrichtung mit der Zweielektrodenröhre. Hohages Röhrenvoltmeter.

Die Kennlinie der Elektronenröhre hat zwei krumme (bei I und II, unterer und oberer Knick) und ein gerades Stück III (Abb. 133). Die Gleichrichtung im unteren Knick ergibt $\bar{i} > I_0$, der Gleichrichtereffekt ist positiv. Die Gleichrichtung im oberen Knick ergibt einen negativen

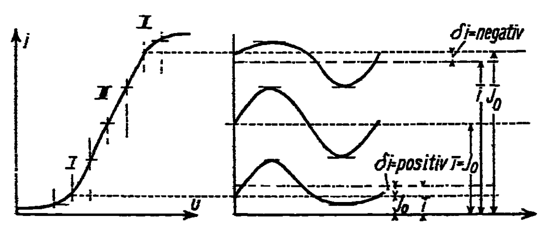


Abb. 133. Gleichrichtung mit der Zweielektrodenröhre.

Gleichrichtereffekt ($\bar{i} < I_0$). in der Kennlinienmitte findet keine Gleichrichtung statt.

Man kann diese drei Fälle mit einer Röhre mit nur zwei Elektroden: Glühdraht und Anode in der Anordnung der Abb. 134 sehr bequem durch Verschieben des Schleifers am Potentiometer P zeigen. Die Eigenschaft der Elektronenröhre, Wechselströme beliebiger Freqenz gleichzurichten, wurde von Hohage wegen des hohen Röhrenwiderstandes zur Konstruktion des Röhrenvoltmeters benutzt. Abb. 134 sei als „einfaches" Hohagevoltmeter, Abb. 135 als Hohagevoltmeter schlechthin bezeichnet.

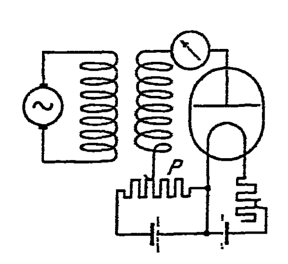


Abb. 134. Versuchsanordnung zur Demonstration der Gleichrichtung.

Das Gitter kann man bei Verwendung von normalen Radioröhren im Hohageröhrenvoltmeter als Raumladungszerstreuungsgitter verwenden.

3. Die Anodengleichrichtung mit Eingitterröhren.

Die Größe der Gitterbatterie B_g ist so zu bemessen, daß man im unteren Knick der Kennlinie arbeitet; als Anodenspannung genügt die Heizspannung. Da dann das Gitter stromlos ist, braucht die Wechselstromquelle keinerlei Energie an die Röhre zu liefern. Der Gleichrichterstrom $\delta \bar{i}_a$ wird von der Anodenbatterie geliefert, während beim „einfachen" Hohageröhrenvoltmeter $\delta \bar{i}_a$ von der Wechselstromquelle herrührt. Die Anordnung (Abb. 135) wirkt wie ein Hochfrequenzverstärker mit dahintergeschaltetem „einfachen" Hohagevoltmeter.

4. Die Audiongleichrichtung.

a) Das Prinzip.

Blockiert man das Gitter wie in Abb. 136 mit einem hohen Widerstand $R_ü$, der zum Durchlassen der Hochfrequenzströme mit einem Kondensator $C_ü$ überbrückt ist, so wird, da auch die Gitterkennlinie krumm ist, der Gleichrichtereffekt δi_g im Gitterkreis den Kondensator aufladen und wenn die Kondensatorspannung den Wert $R_ü \, \delta i_g$ erreicht hat, über den Widerstand abfließen. Der Schwingungsmittelpunkt der Gitterspannung wird dann im eingeschwungenen Zustande um

$\delta \bar{i}_g . R_ü$ nach negativen Gitterspannungswerten hin (nach links) verschoben. Der Anodenstrom $\bar{i}_a$ sinkt um

$$\delta \bar{i}_a = S \delta \bar{i}_g . R_ü$$

ab. Das Audionvoltmeter wirkt wie ein „einfaches" Hohagevoltmeter mit dahintergeschalteter Gleichstromverstärkung.

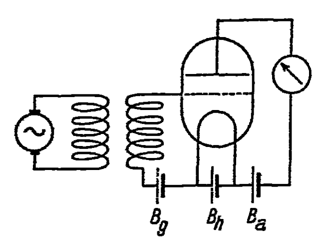


Abb. 135. Anodengleichrichtung im unteren Knick.

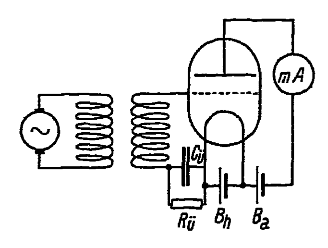


Abb. 136. Audiongleichrichtung.

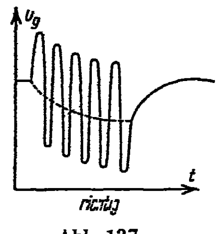


Abb. 137.

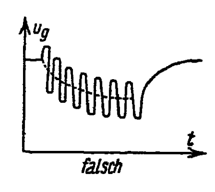


Abb. 138.

Darstellung des zeitlichen Verlaufs der Gitterspannung bei der Audiongleichrichtung.

Den zeitlichen Verlauf von u_g zeigt Abb. 137. u_g schwingt nach der positiven Seite prinzipiell über den Ruhewert hinaus. Denn wenn U_g stärker negativ werden soll, muß der den Widerstand durchfließende Gleichstrom größer werden. Wenn aber dieser Gleichrichtereffekt wachsen soll, müssen sich die Gitterspannungsschwingungen immer weiter in das Gebiet positiver Gitterspannungen erstrecken. Die Abb. 138, welche man häufig findet, ist falsch.

b) Konstruktion der Audionvoltmetereichkurve.

Bei den unter 1 bis 3 beschriebenen Gleichrichtern war der Schwingungsmittelpunkt bekannt, die Krümmung im Schwingungs-

mittelpunkt konnte der Kennlinie entnommen werden und in die Formel

$$\delta \bar{i} = \frac{1}{4} \frac{d^2 i}{d u^2} \mathfrak{U}^2$$

eingesetzt werden.

Beim Audionvoltmeter verschiebt sich der Schwingungsmittelpunkt um $\delta \bar{i}_g R_{\ddot{u}}$. $\delta \bar{i}_g$ ist aber erst zu berechnen, wenn der Schwingungsmittelpunkt bekannt ist. Bei dieser Schwierigkeit kommt uns der Umstand zu Hilfe, daß die Gitterkennlinie im Gebiet negativer Gitterspannungen durch die Anlaufkurve $i_g = A e^{-\alpha U_g}$ gegeben ist, und daß die Anlaufkurve eine Exponentialkurve ist. Nach der Potenzregel können wir

$$i_g = A e^{-\alpha (U_g - \mathfrak{U}_g \cos \omega t)} = I_s \frac{\zeta}{\alpha \cdot \mathfrak{U}_a} e^{-\frac{\varepsilon}{KT}(U_g - \mathfrak{U}_g \cos \omega t)}$$

(Verteilungsfaktor ζ siehe physik. Teil S. 223!)

in die Faktoren $A e^{-\alpha U_g}$ und $e^{-\alpha \mathfrak{U}_g \cos \omega t}$ zerlegen und bei der Berechnung des mittleren Gitterstromes

$$\bar{i}_g = \frac{1}{T} \int_0^T i_g \, dt = A e^{-\alpha U_g} \frac{1}{T} \int_0^T e^{\alpha \mathfrak{U}_g \cos \omega t} \, dt$$

das Integral unabhängig von der Verschiebung U_g berechnen. Durch Reihenentwicklung berechnet sich F zu:

$$F = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{x \cos \beta} \, d\beta - 1$$ (Zwischenrechnung am Ende des Abschnittes).

$$F = \frac{x^2}{4} + \frac{x^4}{64} + \frac{x^6}{2304} + \frac{x^8}{146\,456} + \cdots + \frac{x^{2n}}{(n!)^2} \left(\frac{1}{2}\right)^{2n} + \cdots \quad (1)$$

Wir erhalten $\frac{\delta \bar{i}_g}{\bar{i}_g} = \frac{\delta i_g}{A e^{-\alpha U_g}} = F$. Diese Beziehung können wir zu folgender Konstruktion ausnutzen. In Abb. 139 ist 0 die Spannung des negativen Glühdrahtendes, 1 die Spannung des dem Glühfaden zugewandten Widerstandsstabendes (0 und 1 fallen wohl meist zusammen), 2 die Gitterruhespannung, 3 die mittlere Gitterspannung bei angelegter Wechselspannung, 1 bis 2 ist der Spannungsabfall des Ruhegitterstromes über den Widerstandsstab, 1 bis 3, mit δU_g bezeichnet, der Spannungsabfall des Gitterstromes I_g und des Gleichrichtereffektes $\delta \bar{i}_g$ über dem Silitstab.

Der Gleichrichtereffekt $\delta \bar{i}_g$ hat nun sowohl den über den Silitstab abfließenden Strom i_1 zu liefern, als auch den Ausfall an Gitterstrom i_2 zu decken. $\delta \bar{i}_g$ ist in den Winkel zwischen der Widerstandslinie und der Gitterkennlinie einzubauen. $\delta \bar{i}_g$ selbst, von I_g abhängig, ist zunächst nicht bekannt. Wohl aber können wir für eine gegebene Gitterspannungsamplitude $\mathfrak{U}_g$ nach Formel (1) das Verhältnis

$$\frac{\delta i_g}{i_g} = F(\mathfrak{U}_g) = \frac{b}{a}$$

berechnen. Wir konstruieren, wie in Abb. 139 angegeben, die Gerade 4, die alle Ordinaten zwischen der Abszissenachse und der Widerstandslinie im Verhältnis $\frac{b}{a}$ teilt. Ihr Schnittpunkt S mit der Gitterkennlinie gibt dann die gesuchte Spannung δU_g an. Durch Wiederholung dieser Konstruktion findet man die δU_g–$\mathfrak{U}_g$-Kurve (Abb. 140).

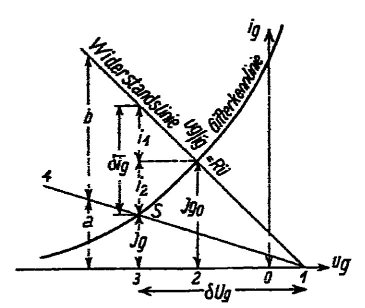


Abb. 139. Konstruktion der Audiongleichrichtung.

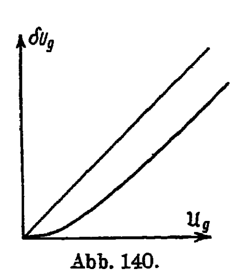


Abb. 140. Verschiebung des Schwingungsmittelpunkts δU_g in Abhängigkeit von der Amplitude $\mathfrak{U}_g$.

Zwischenrechnung. Wir wollen $\alpha \mathfrak{U}_g$ mit x, ωt mit β abkürzen. Wir erhalten:

$$F = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} e^{x\cos\beta}\, d\beta - 1 = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} \sum_1^{\infty}{}_n \frac{x^n \cos^n \beta\, d\beta}{n!}.$$

Nun ist

$$\cos^n \beta = \left(\frac{1}{2}\right)^{n-1}\left(\cos n\beta + n\cos(n-2)\beta + \cdots + \binom{n}{n/2}\cdot\frac{1}{2}\right)$$

und

$$\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} \cos^{2n}\beta\, d\beta = \left(\frac{1}{2}\right)^{2n}\binom{2n}{n}, \quad \text{während } \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\cos^{2n+1}\beta\, d\beta = 0,$$

dies eingesetzt, ergibt

$$F = \sum_1^\infty {}^n \left(\frac{x}{2}\right)^{2n} \binom{2n}{n} \frac{1}{2n!} = \sum_1^\infty {}^n \left(\frac{x}{2}\right)^{2n} \frac{1}{(n!)^2}.$$

An Hand der Konstruktion Abb. 139 erkennen wir folgende Gesetzmäßigkeiten: Verringert man den Leitwert des Widerstandes $\frac{1}{R_{ü}}$ und die Ordinaten der Gitterkennlinie (z. B. durch Erhöhung von u_a) in gleichem Maße, so bleibt die δU_g–$\mathfrak{U}_g$-Kurve erhalten. Erhöht man den Widerstand, so steigt die δU_g–$\mathfrak{U}_g$-Kurve steiler an, erhöht man die Anodenspannung, so wird sie flacher. Verschiebt man die Spannung 1 nach positiven Werten, so wird die δU_g–$\mathfrak{U}_g$-Kurve steiler, $\delta \bar{i}_g$ wächst und damit die von $\mathfrak{U}_g$ aufzubringende Leistung.

c) Die δU_g–$\mathfrak{U}_g$-Kurve für hohe Spannungen.

Für sehr hohe $\mathfrak{U}_g$ wird die Verschiebung des Schwingungsmittelpunktes angenähert gleich $\mathfrak{U}_g$. Es ist dies physikalisch plausibel. Die Gitterkennlinie steigt bei $u_g = 0$ sehr steil an. Wird während der Schwingung u_g positiv, so entstehen starke Gitterströme, die den Kondensator laden und den Schwingungsmittelpunkt weiter in das Negative verschieben. Man kann also angenähert behaupten: Der Schwingungsmittelpunkt muß sich so einstellen, daß u_g gerade bis Null heraufschwingt, er muß also bei $-\mathfrak{U}_g$ liegen. Damit ist $U_g = -\mathfrak{U}_g$ plausibel gemacht.

d) Überlagerte Anodengleichrichtung.

Solange die Gitterspannungsamplitude klein ist, und die Gitterspannung unter dem geradlinigen Teil der Anodenkennlinie schwingt, ist das Absinken des Anodenstromes $\delta \bar{i}_a$ durch

$$\delta \bar{i}_a = -S \delta U_g$$

zu berechnen. Sinkt aber der Anodenstrom bis in den unteren Knick, so tritt eine Anodengleichrichtung auf, $\delta \bar{i}_a$ ist dann zu

$$\delta \bar{i}_a = -S \delta U_g + \frac{1}{4} \frac{d^2 i_a}{d u_g^2} \mathfrak{U}_g^2$$

zu berechnen. Der Anodenstrom sinkt also weniger, als δU_g entspricht. Für sehr hohe $\mathfrak{U}_g$-Werte steigt der Anodenstrom sogar wieder.

e) Röhrenvoltmeter für hohe Spannungen.

Will man die Röhre als Voltmeter für hohe Spannungen benutzen, so schalte man nach Abb. 141 in den Anodenkreis ein Galvanometer, bringe die beiden Kontakte C_1 und C_2 zur Deckung und verschiebe sie gemeinsam, bis das Galvanometer einen bestimmten, beliebig zu wählenden Ausschlag, z. B. 11 Skalenteile zeigt; schaltet man nun die Wechselspannung ein, so steigt der Ausschlag sehr stark, z. B. auf 150 Skalenteile; nun verschiebe man C_1 allein, bis der Galvanometerzeiger wieder auf dem 11. Skalenteile steht. Die am Gleichstromvoltmeter abgelesene Spannung ist dann sehr angenähert gleich der Wechselspannungsamplitude $\mathfrak{U}_g$.

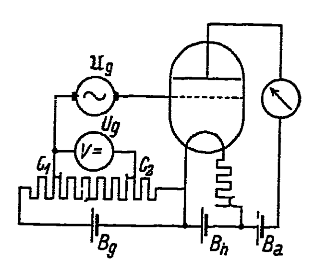


Abb. 141. Röhrenvoltmeter für höhere Spannungen.

f) Der Empfang modulierter Wellen. Der Einfluß des Gitterkondensators $C_{ü}$ und des Gitterwiderstandes $R_{ü}$.

Schwankt die Amplitude $\mathfrak{U}_g$ z. B. im Takte der Sprachschwingung um $\Delta \mathfrak{U}_g$, so hat der Gleichrichtereffekt nicht nur, wie in Abb. 139, den über den Widerstandsstab abfließenden Strom $i_1 = \frac{\Delta \delta U_g}{R_{ü}}$ zu liefern und den Gitterstromausfall $i_2 = \Delta \delta U_g \frac{d i_g}{d u_g}$ zu decken, sondern auch noch den Kondensator $C_{ü}$ aufzuladen:

$$i_3 = C_{ü} \cdot \frac{d \Delta \delta U_g}{dt}.$$

Dieser Ladestrom i_3 bedingt sowohl eine Verzögerung der Verschiebung $\Delta \delta \mathfrak{U}_g$, im folgenden kurz Δ genannt, gegenüber $\mathfrak{U}_g$, als auch eine Verringerung von Δ. Diese Erscheinungen treten um so deutlicher hervor, je größer $C_{ü}$ ist und je höher die Frequenz Ω der Sprachschwingung ist. Der Kondensator $C_{ü}$ bedingt also eine Verringerung der Lautstärke und der Sprachklarheit. Diese ungünstige Wirkung des Kondensators $C_{ü}$ wird um so stärker sein, je größer $R_{ü}$ ist. Bei unendlich großem $R_{ü}$ würde sich ja der Kondensator überhaupt nicht entladen, Δ der Sprachmodulation gar nicht mehr folgen. Wir

übersehen die Verhältnisse am einfachsten, wenn wir von der Strombilanz ausgehen:

$$\varDelta\,\delta\,i_g = C_{\ddot u}\frac{d\varDelta}{dt} - \varDelta\left(\frac{1}{R_{\ddot u}} + \frac{d\,i_g}{d\,u_g}\right).$$

$\delta\,\bar{i}_g$ hängt nun, wie im vorigen Abschnitt auseinandergesetzt, von i_g und $F(\mathfrak{U}_g)$, ersteres wieder von $\varDelta$ ab.

$$i_g = i_{g\,\text{mittel}} + \varDelta\,\frac{d\,i_g}{d\,u_g}.$$

Für $\varDelta\,\delta\,i_g$ erhalten wir:

$$\varDelta\,\delta\,\bar{i}_g = i_{g\,\text{mittel}}\,\frac{dF}{d\,\mathfrak{U}_g}\,\varDelta\,\mathfrak{U}_g + F(\mathfrak{U}_g)\,\frac{d\,i_g}{d\,u_g}\cdot\varDelta$$

und als Gleichung zur Berechnung von $\varDelta$

$$C_{\ddot u}\frac{d\varDelta}{dt} - \varDelta\left(\frac{1}{R_{\ddot u}} + \frac{d\,i_g}{d\,u_g}\,(1 + F(\mathfrak{U}_{g0})\right) = i_{g\,\text{mittel}}\left(\frac{dF}{d\,\mathfrak{U}_g}\right)_{\mathfrak{U}_{g0}}\varDelta\,\mathfrak{U}_g$$
$$= B\cos\Omega t.$$

Es sei Ω die Sprachfrequenz, α die „prozentische Aussteuerung" (die prozentische Schwankung der Gitterspannungsamplitude um den Mittelwert $\mathfrak{U}_{g0}$). Dann ist

$$\mathfrak{U}_g = \mathfrak{U}_{g0} + \mathfrak{U}_{g0}\,\alpha\cos\Omega t.$$

Wenn die Aussteuerung klein ist, können wir das zweite Glied für $\varDelta\,\mathfrak{U}_g$ einsetzen und erhalten

$$B = i_{g\,\text{mittel}}\left(\frac{dF}{d\,\mathfrak{U}_g}\right)_{\mathfrak{U}_{g0}}\alpha\,\mathfrak{U}_{g0}.$$

Die Lösung der Differentialgleichung lautet dann:

$$\varDelta = \frac{B\cos\Omega t}{\sqrt{\Omega^2 C_{\ddot u}^2 + \left(\frac{1}{R_{\ddot u}} + \frac{d\,i_g}{d\,u_g}[1 + F(\mathfrak{U}_{g0})]\right)^2}}.$$

Diese Endformel sagt aus:

Für große Werte des Blockkondensators $C_{\ddot u}$ nimmt die Gitterspannungsverschiebung $\varDelta$ und mit ihr die Veränderung des Anodenstromes und die Lautstärke mit $\frac{1}{\Omega}$ ab. Die Sprache wird leise und namentlich undeutlich. Für niedrige $C_{\ddot u}$-Werte werden alle Sprachfrequenzen gleich gut übertragen, die Wiedergabe ist sauber und lautstark.

Eine allzu weitgehende Verringerung von $C_ü$ würde allerdings den Hochfrequenzladeströmen den Weg zum Gitter sperren. Man soll mit $C_ü$ nicht unter den fünffachen Wert der zwischen Gitter und Kathode liegenden scheinbaren Röhrenkapazität heruntergehen. $C_ü = 500$ cm hat sich als günstig erwiesen.

Da eine Erhöhung des Widerstandes $R_ü$ eine Erniedrigung von $i_{g\,\text{mittel}}$ und des Faktors B zur Folge hat, wird hierdurch nur eine geringe Erhöhung der Lautstärke erzielt, wohl aber eine Verschlechterung der Sprachklarheit, da, wie ebenfalls Abb. 139 zeigt, mit $R_ü$ auch $\frac{d i_g}{d u_g}$ sinkt. Die oben abgeleitete Formel wurde durch Messungen Kuhlmanns quantitativ bestätigt.

g) Maximale Empfindlichkeit für modulierte Wellen.

Die Lautstärke ist proportional zu $\Delta \delta i_a$. Sie hat, wie Abb. 142 zeigt, ein Maximum. Da man es beim Schwingaudion in der Hand hat, durch Entdämpfung mit der Rückkopplung die Amplitude der Trägerfrequenz beliebig zu vergrößern, wird man am günstigsten an der mit „maximale Steilheit" M bezeichneten Stelle (Abb. 142) arbeiten.

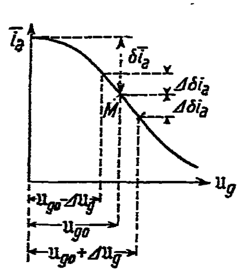


Abb. 142. Maximale Empfindlichkeit für den Empfang modulierter Wellen.

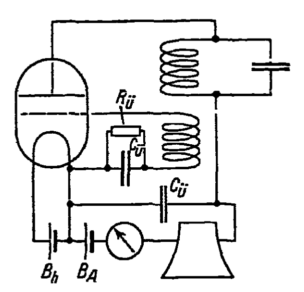


Abb. 143. Audionwellenmesser.

5. Der Audionwellenmesser.

Die Anordnung der Abb. 143 ist zum Messen von Wellenlängen, zum Erregen von Resonanzkreisen, und zur Dämpfungsmessung verwendbar. Diese vielseitige Verwendbarkeit beruht darauf, daß in der Anordnung ein rückgekoppelter Generator, ein Audionvoltmeter bei Benutzung eines Milliamperemeters, ein Überlagerungsempfänger bei Benutzung des Telephons vereinigt sind.

Da man in der Schaltung als Audionvoltmeter die Schwingungsamplituden mit dem Milliamperemeter im Anodenkreis messen kann, braucht man weder einen Detektor noch ein Hitzdrahtinstrument, wie bei den alten Wellenmessern.

Auch bildet der Audionwellenmesser ein billiges und handliches Gerät zum Studium der Eigenschaften der Röhrengeneratoren. Besonders lassen sich die Versuche über das Einsetzen der Schwingungen sowie über das Ziehen mit Hilfe einer Verstärkerröhre, einer Anodenbatterie von 80 Volt und eines Phywe-Demonstrationsmilliamperemeters (Preis *RM* 45), sowie die Versuche über das richtige Einstellen von rückgekoppelten Audionempfängern leicht demonstrieren. Daher möchte ich den Audionwellenmesser allen Funkvereinen besonders empfehlen.

a) Die Schwinglinie bei blockiertem Gitter.

Die Ermittlung der Schwinglinie wird dadurch kompliziert, daß sich durch die Audionwirkung der Schwingungsmittelpunkt der Gitterspannung dauernd verschiebt. Erleichtert wird die Berechnung der Schwinglinie dadurch, daß die Anodenkennlinie im Arbeitsgebiet ziemlich geradlinig verläuft und durch Potenzentwicklung gut angenähert werden kann. Wenn wir die Steuerspannung (Abb. 144) vom Wendepunkt der Anodenkennlinie aus zählen, so erhalten wir für die Anodenkennlinie eine Reihenentwicklung, in der das quadratische Glied fehlt.

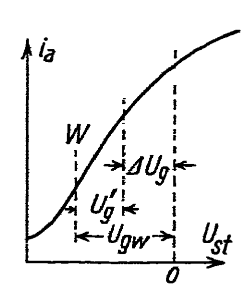


Abb. 144. Übersicht über die Bezeichnungen für die verschiedenen Gittervorspannungen.

$$i_a = I_a + \left(\frac{d\,i_a}{d\,u_{st}}\right)_W u_{st} + \frac{1}{3!}\left(\frac{d^3 i_a}{d\,u_{st}^3}\right)_W u_{st}^3 + \cdots$$

Dabei ist $\left(\frac{d\,i_a}{d\,u_{st}}\right)_W$ die Steilheit S_0 im Wendepunkt, $-\left(\frac{d^3 i_a}{d\,u_{st}^3}\right)_W$ die Windung W:

$$i_a = I_a + S_0\, u_{st} - \frac{W}{6} u_{st}^3 + \cdots.$$

Liegt der Schwingungsmittelpunkt nicht im Wendepunkt der Anodenkennlinie, sondern um U_g' Volt dagegen verschoben bei $u_{st} = U_g'$, so ist bei einer Steuerspannungsamplitude $\mathfrak{U}_{st}$ für u_{st} zu setzen:

$$u_{st} = U_g' + \mathfrak{U}_{st} \cos \omega t.$$

Setzt man diesen Wert von u_{st} in die Formel für i_a ein, so erhält man unter Berücksichtigung der trigonometrischen Formel:

$$\cos^3 \omega t = \frac{\cos 3\,\omega t + 3 \cos \omega t}{4}; \quad \cos^3 \omega t = \frac{1 + \cos 2\,\omega t}{2};$$

$$i_a = J_a + S_0 \mathfrak{U}_{st} \cos \omega t + S\, U_g' - \frac{W}{6} \mathfrak{U}_{st}^3 \frac{\cos 3\,\omega t}{4} - \frac{W}{6} \mathfrak{U}_{st}^3 \frac{3}{4} \cos \omega t$$

$$- \frac{W}{2} \mathfrak{U}_{st}^2 U_g' \frac{\cos 2\,\omega t + 1}{2} - \frac{W}{2} U_g'^2 \mathfrak{U}_{st} \cos \omega t - \frac{W}{6} U_g'^3.$$

Die Amplitude der Grundschwingung von i_a ist

$$\mathfrak{J}_a = \mathfrak{U}_{st}\left(S_0 - \frac{W}{2} U_g'^2\right) - \frac{W}{6} \mathfrak{U}_{st}^3.$$

In dieser Formel ist für U_g' die aus Abb. 144 abzulesende Beziehung

$$U_g' = U_{gw} - \varDelta U_g$$

einzusetzen. U_{gw} ist die zum Wendepunkt gehörige Gitterspannung, $\varDelta U_g$ hatten wir auf S. 141 als Funktion von $\mathfrak{U}_g$ durch die „Audionvoltmetereichkurve" festgelegt. Wir wollen diese Audionvoltmetereichkurve durch

$$\varDelta U_g = K \mathfrak{U}_g^2$$

annähern. K hängt von $R_ü$ und $\left(\frac{d\,i_g}{d\,u_g}\right)$ ab.

Wir können nun U_{gw} (Abb. 144) auf drei Weisen verändern:

a) Indem wir die Ruhegitterspannung mit einem Potentiometer verschieben $\left(\text{dabei würde sich } \frac{d\,i_g}{d\,u_g} \text{ ändern}\right)$.

b) Indem wir die Anodenkennlinie um $D\,U_a$ durch Wahl verschiedener Anodenspannungen (Abstöpseln auf der Anodenbatterie) verschieben.

c) Indem wir den Wendepunkt der Anodenkennlinie durch Veränderung der Heizung verlegen. In den beiden letzteren Fällen verändert sich $\frac{d\,i_g}{d\,u_g}$ und damit K nicht.

Wir wollen nur die beiden einfacheren Fälle b und c betrachten. Zunächst der Zusammenhang zwischen $\mathfrak{U}_g$ und $\mathfrak{U}_{st}$:

$$\mathfrak{U}_{st} = \mathfrak{U}_g - D\,\mathfrak{U}_a; \quad \mathfrak{U}_a = \mathfrak{J}_a \frac{L}{C\,R}; \quad \mathfrak{J}_a = S\,\mathfrak{U}_{st},$$

also
$$\mathfrak{U}_g = \mathfrak{U}_{st} + D\,\mathfrak{U}_a.$$

$$\mathfrak{U}_g = \mathfrak{U}_{st} + \frac{D\,\mathfrak{J}_a L}{CR} = \mathfrak{U}_{st} + \frac{S D L \mathfrak{U}_{st}}{CR};\ \mathfrak{U}_g = \mathfrak{U}_{st}\left(1 + \frac{D L S}{CR}\right) = \mathfrak{U}_{st}\,\beta.$$

Setzt man
$$U_g' = U_{gw} - \Delta U_g = U_{gw} - K\beta^2\,\mathfrak{U}_{st}^2$$
ein, so erhält man
$$\mathfrak{J}_a = S_0\,\mathfrak{U}_{st} - \frac{W}{8}\,\mathfrak{U}_{st}^3 - \frac{W}{2}\,\mathfrak{U}_{st}\,(U_{gw} - K\beta^2\,\mathfrak{U}_{st}^2)^2,$$
$$= \left(S_0 - \frac{W}{2}\mathfrak{U}_{gw}\right)\mathfrak{U}_{st} - \frac{W}{4}(2 - K\beta^2 U_{gw})\,\mathfrak{U}_{st}^3 - \frac{W}{2}K^2\beta^4\,\mathfrak{U}_{st}^5.$$

Formel für die Schwinglinie.

Diese Formel sagt aus: Die Schwinglinie hat die größte Anfangssteilheit für $U_{gw} = 0$, d. h. wenn der Wendepunkt der Kennlinie bei $u_g = 0$ liegt. Sie verläuft am geradesten für $U_{gw} = \frac{2}{K\beta^2} = U_{gw_0}$. Ist $U_{gw} < U_{gw_0}$, so ist die Anfangskrümmung negativ; ist $U_{gw} > U_{gw_0}$, so ist die Anfangskrümmung positiv. Für hohe $\mathfrak{U}_{st}$-Werte wird wegen des Gliedes $-\mathfrak{U}_{st}^5\,\frac{W}{2}\,K^2\beta^4$ die Krümmung immer negativ.

Wir haben es somit durch Veränderung der Heizung oder der Anodenspannung in der Hand, uns Schwinglinien beliebiger Form einzustellen.

b) Versuche über den Schwingungseinsatz mit dem Audionwellenmesser.

Wenn wir stark heizen und niedrige Anodenspannungen verwenden, hat die Schwinglinie keinen Wendepunkt. Die Schwingungen setzen weich ein. Wenn wir die Rückkopplung festigen, so wird der Zeiger des Milliamperemeters, bei der Grenzrückkopplung L_{1go} beginnend, allmählich absinken (Abb. 145).

Heizen wir wenig und wählen wir U_a hoch, so erhält die Schwinglinie einen Wendepunkt, die Schwingungen springen an, der Zeiger des Milliamperemeters springt bei L_{1ge} nach unten und springt bei L_{1ga} wieder auf seinen Ruhewert (Abb. 146).

Haben wir $U_{gu} = U_{guo}$ eingestellt, so sinkt der Milliamperemeterausschlag bei der Einsatzrückkopplung sehr steil, aber noch kontinuierlich nach unten (vgl. die Abb. 147).

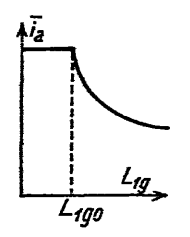


Abb. 145. Weicher Schwingungseinsatz beim Schwingaudion.

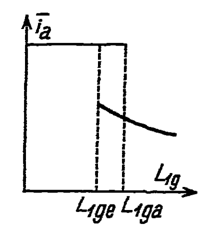


Abb. 146. Springen und Reißen, harter Schwingungseinsatz beim Schwingaudion.

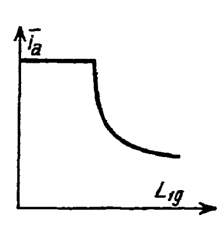


Abb. 147. Für den Empfang empfindlichster Schwingungseinsatz.

c) Die Berechnung der Absinkkurve.

δi_a ist ein Maß für die Schwingungsamplitude $\mathfrak{U}_{st}$. Auf S. 142 unten hatten wir δi_a zu

$$\delta i_a = -S\,\delta U_g + \frac{1}{4}\frac{d^2 i_a}{du_g^2}\mathfrak{U}_g^2$$

berechnet. Damals waren die Werte von S und $\frac{d^2 i_a}{d u_g^2}$ nicht näher diskutiert, da wir die Form der Kennlinie noch nicht kannten. Nunmehr können wir δi_a unter Benutzung der Formel:

$$i_a = J_a + S_0 u_{st} - \frac{W}{6} u_{st}^3$$

berechnen:

$$\delta i_a = \frac{1}{T}\int_0^T S_0 \mathfrak{U}_{st}\cos\omega t\,dt + S_0 U_g' - \frac{W}{6T}\int_0^T (\mathfrak{U}_{st}^3\cos^3\omega t + 3\,\mathfrak{U}_{st}^2 E_g'\cos^2\omega t$$

$$+ 3\,U_g'^2\,\mathfrak{U}_{st}\cos\omega t + U_g'^3)\,dt$$

$$= \underbrace{S_0 U_g' - \frac{W}{6}U_g'^3}_{\text{I}} - \underbrace{\frac{W}{4}U_g'\mathfrak{U}_{st}^2}_{\text{II}}$$

II = Überlagerte Anodengleichrichtung im unteren Knick.

(An Stelle von S, der Steilheit im Schwingungsmittelpunkt haben wir $S_0 - \frac{W}{6}U_g'^2$ eingesetzt.) Für U_g' müssen wir schließlich noch

$$U_g' = U_{gW} - K\beta^2\mathfrak{U}_{st}^2$$

für kleine $\mathfrak{U}_{st}$-Werte,

$$U_g' = -\mathfrak{U}_g = -\beta\,\mathfrak{U}_{st}$$

für große $\mathfrak{U}_{st}$-Werte einsetzen. Wir erhalten dann die Formel für die Anodenstromabsinkkurve:

$$\delta i_a = -S_0 K \beta^2 \mathfrak{U}_{st}^2 \text{ für kleine } \mathfrak{U}_{st}\text{-Werte;}$$

$$\delta i_a = -S_0 \beta\,\mathfrak{U}_{st} + W\mathfrak{U}_{st}^3\left(\frac{\beta^3}{6} - \frac{\beta}{4}\right) \text{ für große } \mathfrak{U}_{st}\text{-Werte.}$$

Graphisch ist diese Formel in Abb. 148 dargestellt.

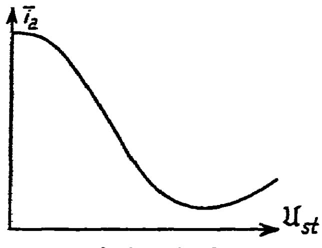


Abb. 148. Die Anodenstromabsinkkurve.

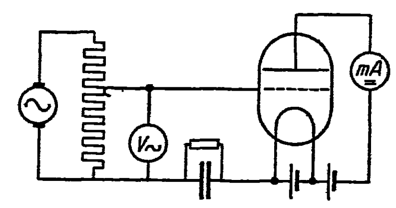


Abb. 149. Eichung des Audionvoltmeters mit Wechselstrom.

d) Die Eichung des Audionwellenmessers als Audionvoltmeter (Abb. 149).

Die Eichung kann mit 50 periodigem Wechselstrom und einem Brückendraht als Potentiometer erfolgen. Als Voltmeter $V_{\sim}$ kann man ein Hitzdrahtmilliamperemeter verwenden. Der Anodenschwingungskreis braucht nicht ausgebaut zu werden, da er für 50 periodigen Wechselstrom einen Kurzschluß bedeutet. Ebenso ist die für Hochfrequenz überbrückte Induktivität des Telephons von untergeordneter Bedeutung, so daß auch dieses eingeschaltet bleiben kann.

e) Messungen mit dem Audionwellenmesser.

α) Messung der Wellenlänge einer kontinuierlichen Schwingung. Wir wollen annehmen, der Wellenmesser sei geeicht, d. h. der Zusammenhang zwischen der Wellenlänge λ und der Kondensatoreinstellung C sei z. B. graphisch durch eine Eichkurve festgelegt. Wir stellen dann zur Messung der Wellenlänge der Schwingung durch Drehen am Audionwellenmesserkondensator den gleichen, tiefen Schwebungston durch Vergleich mit einer Stimmgabel unter-

halb und oberhalb der Resonanz ein. Der Mittelwert der beiden Wellenlängen (genauer der Mittelwert der beiden Frequenzen) ist die Länge der zu messenden Welle. Beobachtet man die Tongleichheit durch Abzählen der Schwebungen des Überlagerungstones mit dem Tone eines Tongenerators, so kann man die Empfindlichkeit der Messung weit über die Konstanz des Röhrensenders steigern. Die Versuche von Kuhlmann zeigten, daß durch sorgfältiges Vermeiden jeder Temperaturschwankung und Luftbewegung eine Konstanz von 10^{-8} eben noch erreichbar ist.

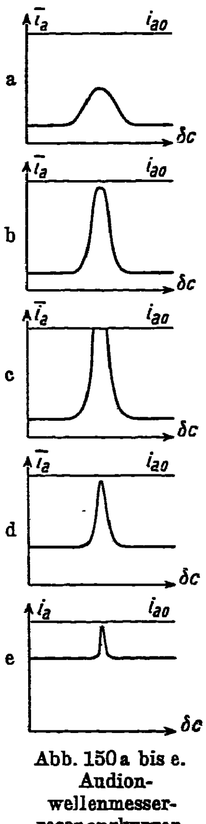
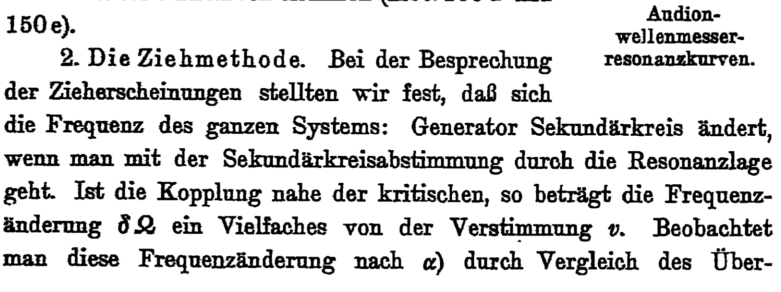


Abb. 150a bis e. Audionwellenmesserresonanzkurven.

β) Die Messung der Eigenschwingung eines Kreises und die Eichung des Audionwellenmessers mit einem nur aus L und C bestehenden Meßkreis. 1. Die Energieentziehungsmethode. Ein mit dem Wellenmesser gekoppelter Resonanzkreis entzieht dem schwingenden Wellenmesser Energie. Je mehr man sich der Resonanzeinstellung nähert, um so stärker sinkt die Amplitude der Wellenmesserschwingung, der Milliamperemeterausschlag steigt. Man erhält eine „Resonanzkurve" (Abb. 150a). Koppelt man den Schwingungskreis enger, so wird die Energieentziehung stärker; der Milliamperemeterausschlag steigt höher (Abb. 150b). Koppelt man noch fester, so löschen die Schwingungen in der Nähe der Resonanzlage ganz aus (Abb. 150c). Lockert man die Rückkopplung bis in die Nähe der Einsatzrückkopplung, so kann man zu außerordentlich scharfen Resonanzkurven kommen (Abb. 150d und 150e).



2. Die Ziehmethode. Bei der Besprechung der Zieherscheinungen stellten wir fest, daß sich die Frequenz des ganzen Systems: Generator Sekundärkreis ändert, wenn man mit der Sekundärkreisabstimmung durch die Resonanzlage geht. Ist die Kopplung nahe der kritischen, so beträgt die Frequenzänderung $\delta\Omega$ ein Vielfaches von der Verstimmung v. Beobachtet man diese Frequenzänderung nach α) durch Vergleich des Über-

lagerungstones mit dem Tone eines Tonsenders, so läßt sich die Empfindlichkeit der Einstellung leicht weit über die Konstanz des Röhrensenders steigern.

γ) Unterteilung eines Kondensators in gleiche Teile. Zur genauen Wellenlängenmessung braucht man fein unterteilte Kondensatoren. Eine Einteilung eines Kondensators in genau gleiche Teile läßt sich folgendermaßen vornehmen: Man stelle den Kondensator X (Abb. 151) auf Teilstrich Null, den Zusatzkondensator auf seinen größten Wert und stimme das Schwingaudion so ab, daß der unterhalb der Resonanz liegende Schwebungston mit dem Stimmgabelton übereinstimmt. Dann vergrößere man X, bis der gleiche Schwebungston oberhalb der Resonanz auftritt. X ist dann um einen bestimmten Kondensatorwert — wir nennen ihn δC — vergrößert. Nun verkleinert man den Zusatzkondensator Z, bis wieder der erste Schwebungston erklingt. Wiederholt man das Verfahren, so erhält man den Kondensator X in lauter gleiche Teile von der Größe δC eingeteilt. Trägt man das Resultat der Messung graphisch auf, und zwar die an X abgelesenen „Kondensatorgrade" als Abszisse, die Zahl der „Kapazitätswerte δC" mit TS bezeichnet, als Ordinate, so erhält man Abb. 152. Nun können wir schließlich den Wert eines Teiles δC ermitteln. Sind z. B. 53,4 Kondensatorgrade

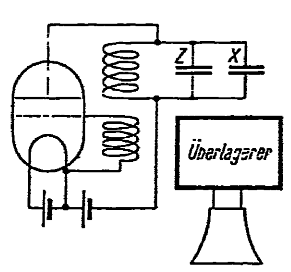


Abb. 151. Teilung eines Kondensators in gleiche Kapazitätsteile.

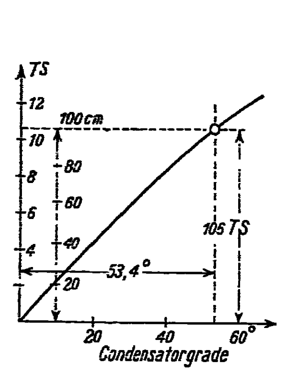


Abb. 152. Diagramm zur Kondensatorkalibrierung.

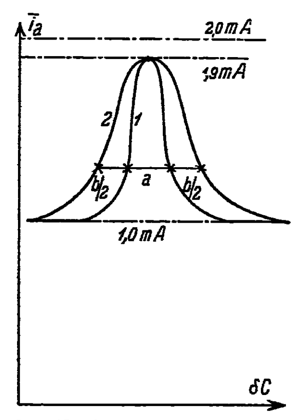


Abb. 153. Dämpfungsmessung mit dem Audionwellenmesser.

gleich 100,0 cm Kapazität, so ergibt sich ein Kapazitätsteil δC zu 9,43 cm. — Daß die Fehler der einzelnen Messungen sich bei dieser Methode addieren, ist unbedenklich, da die Meßgenauigkeit sehr groß ist. — Zeichnet man einen

zweiten Ordinatenmaßstab, dessen Teilstriche $1/9{,}43$ der mit T. S. bezeichneten Teilstriche beträgt, so stellt die Abb. 152 die richtige Eichkurve des Kondensators dar.

Bemerkt sei noch, daß die Methode so eingerichtet ist, daß die Gesamtkapazitätswerte in beiden Einstellungen immer wieder dieselben sind, und daß man daher auf eine Veränderung der Frequenz durch Dämpfungs- oder Gitterstromänderungen keine Rücksicht zu nehmen braucht.

δ) Dämpfungsmessung (Abb. 153). Man rückkopple so fest, daß der Milliamperemeterausschlag von 2 mA z. B. auf ein Milliampere sinkt. Dann kopple man mit dem Resonanzkreise so fest, daß in der Resonanzlage der Milliamperemeterausschlag auf z. B. 1,9 mA steigt, und nehme die Resonanzkurve 1 auf. Dann schalte man einen Normalwiderstand R_n in den Resonanzkreis und stelle die Kopplung mit dem Sekundärkreise wieder so ein, daß in der Resonanzlage der Milliamperemeterausschlag wieder auf 1,9 mA steigt. Nun nehme man die Resonanzkurve 2 auf. Dann ziehe man in beliebiger Höhe eine wagerechte Gerade, aus der die Resonanzkurven die Abschnitte $b/2$, a, $b/2$ ausschneiden. Der gesuchte Sekundärkreiswiderstand ist dann

$$R_x = R \,.\, a/b.$$

Das Bequeme an der Messung ist, daß man keinerlei Audiongleichrichtereichung braucht.

6. Der Röhrenempfänger.

a) Telegraphieempfang mit einem durch Rückkopplung entdämpften Schwingaudion.

Die Theorie hierfür ist in der in IV, 5, a) S. 148 abgeleiteten Schwinglinie des Audions und in III, A, 3, e) S. 64 über den gemischt erregten Generator enthalten. Es handelt sich hier lediglich darum, die Resultate der früheren Abschnitte zusammenzustellen. Auf S. 64 hatten wir festgestellt, daß die Amplitude $\mathfrak{U}_g$ ein Vielfaches der Fernerregung $\delta\,\mathfrak{U}_g$ sein kann. $V_r = \mathfrak{U}_g/\delta\,\mathfrak{U}_g$ kann man als Verstärkung durch Rückkopplungsentdämpfung bezeichnen. $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{U}_g$ wird um so größer, je mehr man die Rückkopplung L_{1g} festigt. Der Telegraphieempfang wird um so empfindlicher, je mehr man sich der Einsatzrückkopplung nähert.

Bei Telegraphieempfang soll nun die Empfängerschwingung erlöschen, wenn kein Signal einfällt ($\delta\,\mathfrak{U}_g = 0$ ist). Die Rückkopplungs-

gerade muß also immer ein wenig steiler als die Tangente an die Schwinglinie im Nullpunkt, L_{1g} ein wenig kleiner als L_{1g0} sein. Wir wollen uns nun der Einfachheit halber vorstellen, die Schwinglinie bestehe aus einem geraden Stücke, an das sich oben ein krummes Stück anschließt. $\mathfrak{U}_g$ kann dann immer so weit gesteigert werden, daß der Schnittpunkt der Geraden mit der Neigung ζ und der Schwinglinie am Ende des geraden Stückes liegt. $\mathfrak{U}_g$ wird also mit der Länge des geraden Stückes und mit $\mathrm{tg}\,\zeta = DL/CR$ wachsen. — Allgemein gilt: Je länger und je gerader die Schwinglinie ist, um so weiter läßt sich die Verstärkung durch Rückkopplung treiben.

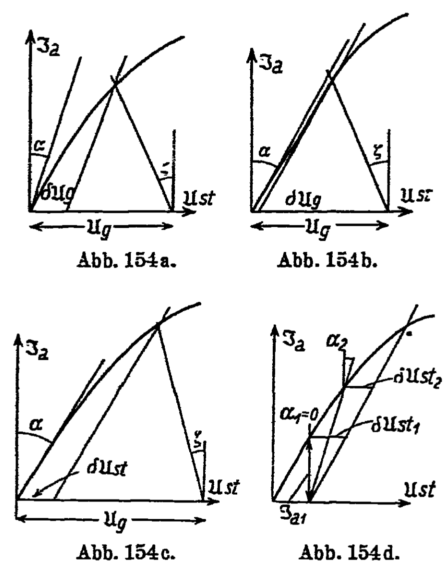


Abb. 154a. Abb. 154b.

Abb. 154c. Abb. 154d.

Möglichkeit der Gleichstromempfangsverstärkung bei starkem und schwachem Empfang mit dem durch Rückkopplung entdämpften Empfänger.

Die Verstärkung $V_r = \mathfrak{U}_g/\delta\,\mathfrak{U}_g$ wird ferner bei gleichbleibendem $\mathfrak{U}_g$ mit abnehmender Signalstärke $\delta\,\mathfrak{U}_g$ wachsen. Für extrem schwachen Empfang kann prinzipiell die Verstärkung unendlich hoch getrieben werden. Mit wachsender Signalstärke sinkt die Möglichkeit, durch Rückkopplung zu verstärken.

Für die wirklichen krummen Schwinglinien übersieht man die Verhältnisse am besten, wenn man sich eine Reihe Schwinglinien, kurze und lange, mit starker Krümmung im Nullpunkt (wie z. B. Abb. 154a),

mit schwächerer Krümmung im Nullpunkt und schließlich mit einem Wendepunkt im Nullpunkt und langem, fast geraden Stück (wie z. B. Abb. 154b) qualitativ hinzeichnet und sich für starke Signale (wie z. B. in Abb. 154a) und immer schwächer werdende Signale (wie z. B. in Abb. 154c) $\mathfrak{U}_g$ und $V = \mathfrak{U}_g/\delta\,\mathfrak{U}_g$ konstruiert. Der Leser wird gebeten, für vielleicht fünf verschiedene Schwinglinien und je fünf verschiedene Signalstärken die Konstruktion selbst durchzuführen, und sich die 25 V_r-Werte zusammenzustellen. Er wird dann einen guten Überblick über die Abhängigkeit der möglichen Verstärkung durch Rückkopplung von der Schwingliniengestalt und der Signalstärke erhalten.

Die Aufschaukelgeschwindigkeit des Anodenstromes

$$a = d \cdot \frac{\operatorname{tg}\alpha_0 - \operatorname{tg}\alpha}{\operatorname{tg}\alpha}$$

ist im ersten Moment unendlich, da $\operatorname{tg}\alpha$ Null ist (vgl. Abb. 154d). Beim Einsetzen des Zeichens springt die Amplitude des Anodenstroms sofort auf $J_{a\,1}$.

b) Der Empfang modulierter Wellen.

Wir wollen zunächst annehmen, daß die zum Aufladen des Kondensators $C_{\ddot{u}}$ nötige Zeit kurz ist gegen die Schwingungsdauer des Tones. Wir zeichnen uns dann nach IV, 5, a) S. 148 und 150 die Schwinglinie und die Anodenstromabsinkkurve auf, wir tragen die größte und kleinste Fernerregung

$$\mathfrak{U}_{g1} = \mathfrak{U}_{g0} + \Delta\,\mathfrak{U}_g, \quad \mathfrak{U}_{g2} = \mathfrak{U}_{g0} - \Delta\,\mathfrak{U}_g$$

ein und konstruieren nach III, A, 3, f) S. 65 die Schwankung der Steuerspannung $\mathfrak{U}_{st}$ und greifen aus der Anodenstromabsinkkurve die $\overline{I}_a$-Werte ab. Die Abb. 155 und 156 zeigen die Konstruktion für feste und lose Rückkopplung, hohe und tiefe Sprachfrequenzen.

In Abb. 155 ist angenommen, daß die Sprachfrequenz so niedrig ist, daß die Empfängerschwingungen voll aufschaukeln, Maximal- und Minimalwert von $\mathfrak{U}_g$ und $\mathfrak{I}_a$ durch den Schnittpunkt der Schwinglinie mit den betreffenden Rückkopplungsgeraden gegeben ist. Die Rückkopplungsgeraden sind für eine feste und eine lose Rückkopplung eingezeichnet. Die $\delta\,i_a$-Werte zeigen, daß es trotz des für kleine $\mathfrak{U}_g$ kleinen (weil quadratisch ansteigenden) Gleichrichtereffekts $\delta\,i_a$

günstiger ist, so lose rückzukoppeln, daß man sich auf dem geraden Teil der Schwinglinie auf und nieder bewegt. — Wenn man die Konstruktion der Abb. 155a für eine größere Reihe von Rückkopplungswerten L_{1g} durchführt und die Abhängigkeit der Lautstärke ($\delta\, i_a$) von der Rückkopplung (L_{1g}) zusammenstellt, so erhält man Abb. 155b. Unterhalb der Einsatzrückkopplung L_{1g}, bei der Selbsterregung des Empfängers einsetzt, ist die Empfangslautstärke $\delta\, i_a$ sehr klein, steigt dann bei L_{1g0} stark an und sinkt bei fester werdender Rückkopplung wieder rasch auf kleine Werte.

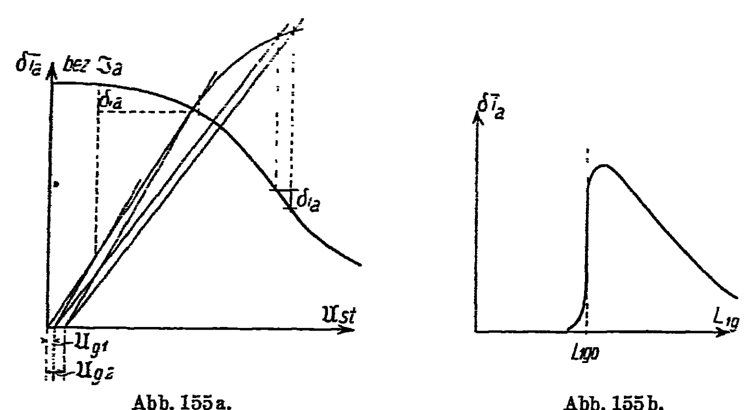


Abb. 155a. Abb. 155b.

Empfang modulierter Wellen von niedriger Modulations (Ton-) Frequenz.

Abb. 156 zeigt die Verhältnisse für hohe Sprachfrequenzen. Die Trägerwelle $\mathfrak{U}_{g0}$ wird entsprechend der Rückkopplung verstärkt. Für $\mathfrak{U}_{g0}$ und zwei verschiedene Rückkopplungen sind die Rückkopplungsgeraden in Abb. 156a eingezeichnet. Der zu übertragende Ton soll jetzt aber extrem hoch sein. Die Schwankung von $\mathfrak{U}_g$ wird jetzt nicht mehr verstärkt, sondern gleicht $\delta\, \mathfrak{U}_g$, da sich die Amplitude des Schwingungskreises bei der rasch verlaufenden Modulation der Schwingungen nicht mehr zu ändern vermag (vgl. das auf S. 66 über den gemischterregten Generator Abgeleitete). Die senkrechten gestrichelten Linien im Abstande $2\,\delta\, \mathfrak{U}_g$ geben an, in welchen Grenzen sich $\mathfrak{U}_{st}$ beim Empfang eines sehr hohen Tones ändert. Die die Lautstärke kennzeichnenden $\delta\, i_a$-Werte sind ebenfalls eingezeichnet.

Führt man die beispielsweise in Abb. 156a dargestellte Konstruktion für eine Reihe L_{1g}-Werte durch und stellt man das Resultat

zusammen, so erhält man die der Abb. 155b entsprechende Abb. 156b. Sie stimmt für Rückkopplungen, die kleiner und wesentlich größer als L_{1g0} sind, ungefähr mit Abb. 155b überein. In der Nähe der Einsatzrückkopplung ist aber die Lautstärke wesentlich kleiner. Die hohe Entdämpfung nutzt beim Empfang hoher Töne nichts mehr, da mit zunehmender Entdämpfung auch die Aufschaukelzeiten wachsen und das Aufschaukeln der Schwingungen der raschen Tonmodulation nicht mehr folgen kann. Die Lautstärke erreicht ihr Maximum noch nicht bei L_{1g0}, sondern erst bei etwas festerer Rückkopplung.

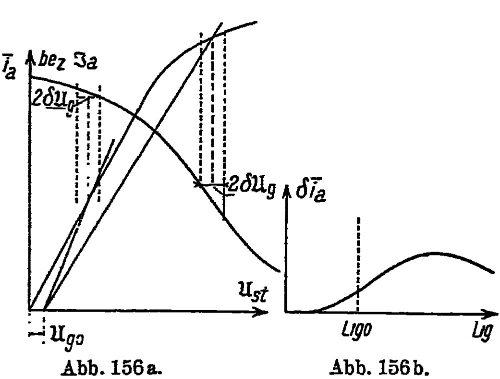


Abb. 156a. Abb. 156b.

Empfang modulierter Wellen von hoher Modulations (Ton-) Frequenz.

Schließlich zeigen die Abbildungen, daß die größte Lautstärke nicht an der Stelle größter Steilheit der Anodenstromabsinkkurve, sondern weiter links bei loserer Rückkopplung liegt, da die Rückkopplungsverstärkung dort größer ist.

c) Der Überlagerungsempfang.

Beim Überlagerungsempfang liefert die Kombination der Fernerregung und der Lokalerregung ebenfalls eine modulierte Welle. Es lassen sich daher alle für den Empfang modulierter Wellen aufgestellten Regeln auf den Schwebungsempfang ohne weiteres übertragen.

d) Mitnahmebereichempfang.

Wenn man bei loser Kopplung den Arbeitskreis des Schwingaudions immer feiner auf die Sendewelle abstimmt, so gelangt man

zunächst zu immer tieferen Schwebungstönen, von einer bestimmten Tonhöhe ab setzen aber die Schwebungen aus. Jenseits der genauen Abstimmung setzt der Schwebungston mit der gleichen Höhe, mit der er aussetzte, wieder ein. Der Frequenzbereich, in dem der Ton aussetzt, ist um so breiter, je loser die Rückkopplung und je stärker die Fernerregung gewählt wird. Dieses merkwürdige Aussetzen der Schwebungen beruht darauf, daß Audion- und Senderschwingungen

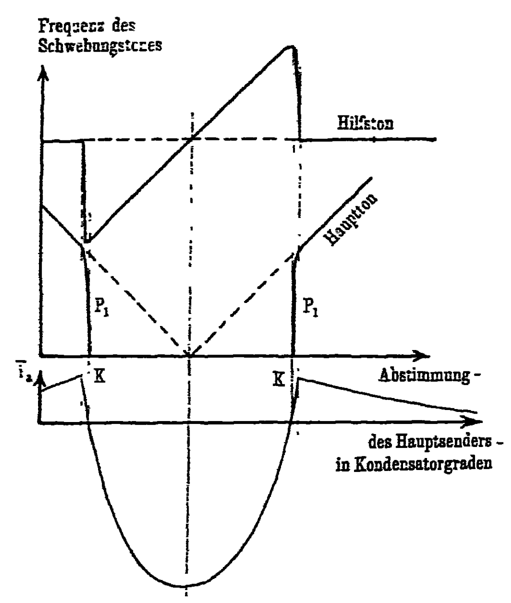


Abb. 157. Mitnahmebereichempfang.

kohärent werden[1]). Die Frequenz der Audionschwingung wird nicht mehr von der Abstimmung des Schwingaudions, sondern lediglich vom Sender bestimmt. Die Senderschwingung nimmt die Audionschwingung mit. Die Verstimmung zwischen Audion und Sender hat nur noch einen Einfluß auf die Phasenverschiebung φ zwischen beiden Schwingungen. φ schwankt von -90^0 über 0^0 bei exakter Abstimmung bis $+90^0$. Die geschilderte Kohärenz von Audion- und Senderschwingung wurde folgendermaßen experimentell bestätigt:

---

[1]) H. G. Möller, Jahrbuch f. drahtlose Telegraphie **17**, 256.

Das Audion wurde von den Wellen zweier Sender getroffen, von denen der eine „Hauptsender", der andere „Hilfssender" heißen soll. Die Audion- und Hilfssenderabstimmung blieben stehen, der Hauptsender wurde immer weiter auf das Audion eingestimmt, und die Tonhöhen der vom Hauptsender und Hilfssender erregten Schwebungen mit dem Monochord und außerdem der Anodenstrom gemessen. Die Resultate sind in Abb. 157 zusammengestellt. Solange der Hauptton noch zu hören ist, das Audion also noch frei schwingt, behält der Hilfston seine Höhe bei. Sowie der Hauptton aussetzt, das Audion also vom Sender mitgenommen wird, folgt der Hilfston der Senderabstimmung, ein Beweis, daß das Audion mit dem Hauptsender kohärent schwingt. Sowie Audion und Hauptsender außer Tritt fallen, tritt der „Hauptton" wieder auf, und der Hilfston springt[1]) auf seine alte Höhe zurück.

Beim Ein- und Ausschalten des Hilfssenders veränderte sich $\bar{i}_a$ nicht, auch wenn der Hilfssender stärker als der Hauptsender war. Der neue „Gleichstromempfang im Mitnahmebereich" ist also weitgehend störungsfrei.

α) Berechnung der Phasenverschiebung φ zwischen Sender- und Audionschwingung in Abhängigkeit von der Verstimmung $\delta\omega$. Zur Berechnung der Phasenverschiebung φ steht das Prinzip der Phasenbilanz zur Verfügung.

Wir nehmen der Einfachheit halber unterspannten Betrieb an; dann hat der von der Gitterspannung in der Röhre gesteuerte Anodenstrom, unabhängig von der Phase der Anodenspannung, die gleiche Phase wie die Gitterspannung. Es muß sich also eine solche Phasenverschiebung φ zwischen Sender und Audion einstellen, daß die vom Anodenstrom über Arbeitskreis und Rückkopplung gemeinsam mit der Fernerregung erregte Gitterspannung mit dem Anodenstrom in Phase ist. Wir müssen also zunächst einmal für beliebiges φ die Gitterspannung und deren Phasenverschiebung γ gegen den Anodenstrom berechnen. Die Gleichung $\gamma = 0$ wird dann die Gleichung zur Berechnung von φ darstellen.

---

[1]) Wie J. Golz in seiner Dissertation nachgewiesen hat, muß ein Übergang zwischen dem Schwingen im Mitnahmebereich und dem freien Schwingen des Audions vorhanden sein. Golz gelang es, in Übereinstimmung mit der Theorie die Kurvenstücke P_1 der Hauptkurve zu beobachten.

Nach Abb. 158 setzt sich $\mathfrak{U}_g$ vektoriell aus $\delta\,\mathfrak{U}_g$ und $\mathfrak{U}_{gl}$ zusammen. $\mathfrak{U}_{gl}$ wird vom Strom $\mathfrak{J}_L$ in der Schwingungskreisspule induziert.

$$\mathfrak{U}_{gl} = j\,\omega\,L_{1g}\,\mathfrak{J}_L.$$

$\mathfrak{J}_L$ berechnet sich aus den Stromverzweigungsgleichungen (Kirchhoffschen Gesetzen):

$$\mathfrak{J}_a = \mathfrak{J}_L + \mathfrak{J}_C \quad \text{und} \quad \mathfrak{U}_a = \mathfrak{J}_L(j\,\omega\,L_1 + R_1) = \frac{\mathfrak{J}_C}{j\,\omega\,C_1}$$

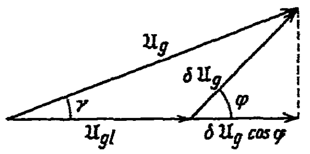


Abb. 158. Vektordiagramm zum Mitnahmebereichempfang.

zu

$$\mathfrak{J}_L = \frac{\mathfrak{J}_a}{j\,\omega\,C_1\,R_1}\,\frac{1}{1 + j\,\dfrac{\delta\,\omega}{d}}, \tag{1}$$

wobei d die Dämpfung des Arbeitskreises, $\delta\,\omega = \omega - \omega_0$ und $\omega_0 = \dfrac{1}{\sqrt{L\,C}}$ die Eigenfrequenz des Arbeitskreises ist. Durch Einsetzen erhält man für $\mathfrak{U}_g$:

$$\mathfrak{U}_g = \frac{\mathfrak{J}_a L_{1g}}{C_1 R_1}\,\frac{1}{1 + j\,\dfrac{\delta\,\omega}{d}} + \delta\,\mathfrak{U}_g\, e^{j\varphi}. \tag{2}$$

Um schließlich die Phasenverschiebung γ zwischen $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{U}_g$ zu finden, ist der komplexe Ausdruck für $\mathfrak{U}_g$ in seinen reellen und imaginären Teil zu zerlegen:

$$\mathfrak{U}_g = A + j\,B. \tag{3}$$

Wir erhalten dann für kleine Verstimmungen ($\delta\,\omega \ll d$)

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{tg}\gamma = \frac{B}{A} &= \frac{\delta\,\mathfrak{U}_g \sin\varphi - \dfrac{\mathfrak{J}_a L_{1g}\,\delta\,\omega}{C\,R\,d\left(1 + \dfrac{\delta\,\omega^2}{d^2}\right)}}{\dfrac{\mathfrak{J}_a L_{1g}}{C\,R\left(1 + \dfrac{\delta\,\omega^2}{d^2}\right)} + \delta\,\mathfrak{U}_g \cos\varphi}. \\ &\approx \frac{\delta\,\mathfrak{U}_g \sin\varphi - \dfrac{\mathfrak{J}_a L_{1g}\,\delta\,\omega}{C\,R\,d}}{\dfrac{\mathfrak{J}\,L_{1g}}{C\,R} + \delta\,\mathfrak{U}_g \cos\varphi}. \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

Wenn die Phasenverschiebung Null sein soll, muß der Zähler von $\operatorname{tg} \gamma$ verschwinden:

$$\delta \mathfrak{U}_g \sin \varphi - \frac{\mathfrak{J}_a L_{1g}}{C R d} \delta \omega = 0 \tag{5}$$

oder

$$\delta \omega = \frac{\delta \mathfrak{U}_g \sin \varphi \, C R d}{\mathfrak{J}_a L_{1g}} \tag{6}$$

oder

$$\sin \varphi = \frac{\delta \omega \, \mathfrak{J}_a L_{1g}}{\delta \mathfrak{U}_g C R d}. \tag{7}$$

Die größte Verstimmung $\delta \omega$, bei der der Sender das Audion noch mitnimmt, ist erreicht, wenn man in (7) $\sin \varphi = 1$ setzt. Bei größeren Verstimmungen fallen Audion und Sender aus dem Tritt.

$$\delta \omega_0 = \frac{\delta \mathfrak{U}_g C R d}{\mathfrak{J}_a L_{1g}} = {}^1/_2 \text{ Mitnahmebereichbreite.} \tag{8}$$

β) **Die Messungen von Golz.** Wir haben jetzt die Möglichkeit gewonnen, wenigstens die untere Hälfte der i_a-t-Kurve (Abb. 159)

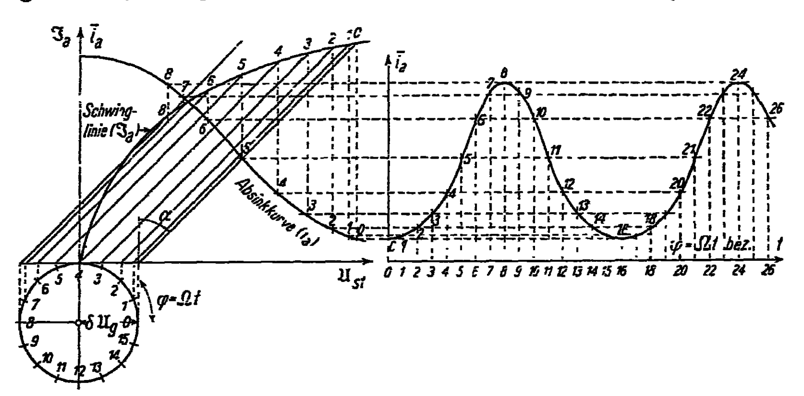


Abb. 159. Schwinglinien- und Vektordiagramme des Mitnahmebereich- und Schwebungsempfanges.

durch Gleichstrommessungen experimentell zu prüfen. Diese Prüfung wurde von Golz[1]) durchgeführt. Er berechnete die Phasenverschiebung $\varphi (= \Omega t)$ nach Formel (7) und konstruierte dann die Abhängigkeit des $\delta \bar{i}_a$ von φ bzw. $\delta \omega$ nach Abb. 159. Die Übereinstimmung war

[1]) Golz, Hamburger Dissertation, Auszug im Jahrbuch f. drahtlose Telegraphie und Telephonie 19, 281 (1922).

in allen Fällen recht gut. Eine Zusammenstellung der berechneten und gemessenen Mitnahmebereichbreiten $\delta\omega_0$ und maximalen Anodenstromausschläge $\delta\bar{i}_a$ ist in den Abb. 160 und 161 wiedergegeben. Die Kurven sind berechnet, die Messungen durch Kreise eingezeichnet.

In der gleichen Arbeit beschäftigt sich Golz mit den sich an den Mitnahmebereich anschließenden Stücken der $\delta\bar{i}_a$-$\delta\omega$-Kurve. Der gemessene $\delta\bar{i}_a$-Wert ist jetzt der Mittelwert von $\delta\bar{i}_a$ während einer Schwebung. Dieser Mittelwert $\delta\bar{\bar{i}}_a$ berechnet sich nach S. 139 zu

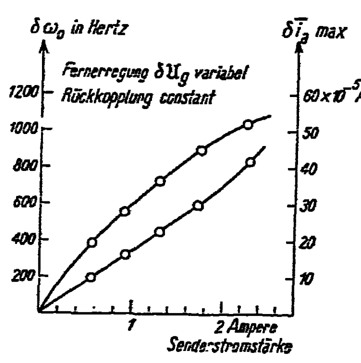


Abb. 160. Mitnahmebereichbreite und -Tiefe in Abhängigkeit von der Fernerregung bei fester Rückkopplung.

$$\delta\bar{\bar{i}}_a = \frac{\partial S_A}{4\,\partial \mathfrak{U}_g}|\Delta U_g'|^2, \qquad (9)$$

wobei $|\Delta U_g'|$ die Amplitude von $\Delta U_g'$ ist. $\Delta U_g'$ ist für große Amplituden — um solche handelt es sich bei den Golzschen Messungen — gleich $\Delta\mathfrak{U}_g$. Dieses berechnet sich nach S. 148 oben und 66 aus:

$$\Delta\mathfrak{U}_g = \Delta\mathfrak{U}_{st}\left(1 - \frac{DSL}{CR}\right) = \Delta\mathfrak{U}_{st}\cdot\beta;$$

$$\Delta\mathfrak{U}_{st} = \Delta\,.\,\mathrm{tg}\,k = \frac{\delta\,\mathfrak{U}_g}{A + \frac{j\,\Omega}{d}}$$

zu

$$|\Delta\mathfrak{U}_g| = \frac{\beta\,\delta\,\mathfrak{U}_g\,d}{\sqrt{A^2 d^2 + \Omega^2}}.$$

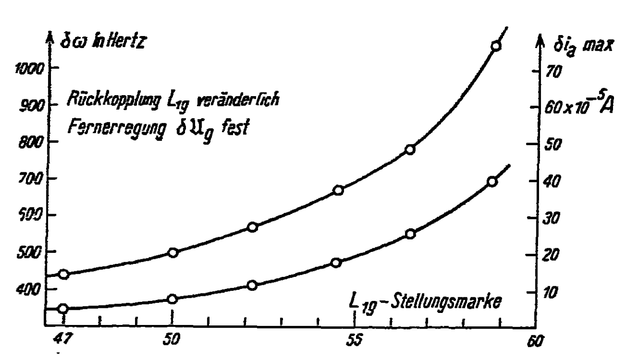


Abb. 161. Mitnahmebereichbreite und -Tiefe in Abhängigkeit von der Rückkopplung bei fester Fernerregung.

Setzt man diesen Wert in (9) ein, erhält man

$$\delta \bar{\bar{i}}_a = \frac{\partial S_A}{4 \partial \mathfrak{U}_g} \frac{\beta^2 |\delta \mathfrak{U}_g|^2 \delta_r^2}{\Omega^2 + A^2 \delta_r^2}. \tag{10}$$

Auch diese Gleichung wurde durch die Golzschen Messungen gut bestätigt. Es gelang sogar, die Lage der Spitzen K (Abb. 157) in Abhängigkeit von Senderenergie und Rückkopplung theoretisch in gute Übereinstimmung mit den Messungen zu bringen.

e) Störbefreiung.

Von den sehr zahlreichen Schaltungen, die den Empfang drahtloser Wellen von Störungen befreien sollen, seien nur einige als Repräsentanten der verschiedenen Grundideen erwähnt.

α) Verbesserung der Resonanzauslese durch Abdämpfen des Störers. In der Elektronenröhre steht uns ein Mittel zur Verfügung, weitgehende Verstärkungen zu erzielen. Man kann also die Empfangslautstärke durch Dämpfungswiderstände in der Antenne oder

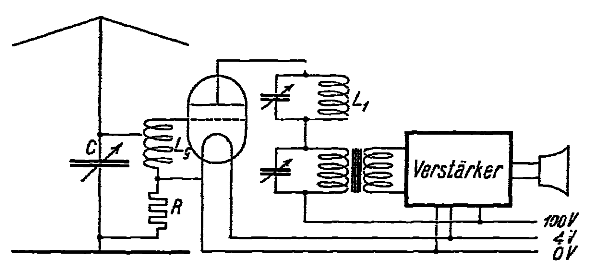


Abb. 162. Dämpfung und kapazitive Ableitung von Störern.

durch Anwendung von Rahmenantennen herabsetzen und die zu empfangende Frequenz — sie sei kurz mit Senderfrequenz bezeichnet — verstärken. Eine solche Anordnung zeigt Abb. 162. Die Gitterspule L_g und die Schwingungskreisspule L_1 sind so eng rückgekoppelt, daß das System kurz vor dem Anschwingen steht. Fällt die Senderwelle ein, so werden die Schwingungen des Systems ausgelöst; Störwellen werden hingegen durch den Dämpfungswiderstand R abgebremst, schlagartige Luftstörungen durch den groß zu wählenden Kondensator C abgeleitet.

β) Mehrfache Resonanzauslese verschiedener Überlagerungsschwingungen. Mehrere Resonanzauslesen sind in

Abb. 163 hintereinandergeschaltet. Die Antenne I sei auf den Sender mit der Frequenz ω_1 abgestimmt. Der Überlagerer $\ddot{U}_1$ habe die Frequenz ω_1'. I und $\ddot{U}_1$ ergeben die Schwebungsfrequenz $\omega_2 = \omega_1 - \omega_1'$. Auf diese Frequenz ω_2 ist nun Kreis II abgestimmt. Kreis II und

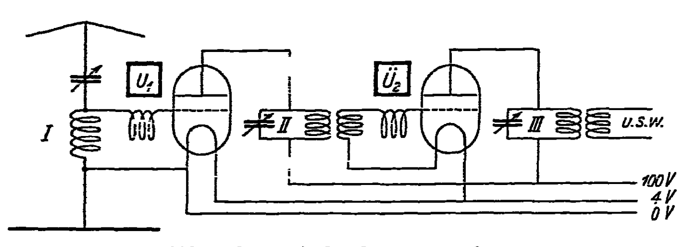


Abb. 163. Zwischenfrequenzempfang.

der Überlagerer $\ddot{U}_2$ mit der Frequenz ω_2' ergeben die Schwebungsfrequenz $\omega_2 - \omega_2' = \omega_3$ usf. Als letzte Frequenz wird man praktisch eine Tonfrequenz wählen, die über einen Niederfrequenzverstärker dem Fernhörer zugeführt wird. Dabei können zur Erzielung hoher Verstärkungen die einzelnen Kreise rückgekoppelt und dicht vor den Zustand des Anschwingens gebracht sein. Eine sehr elegante Ausführung dieser Idee, in der zugleich noch ein Hoch- und Nieder-

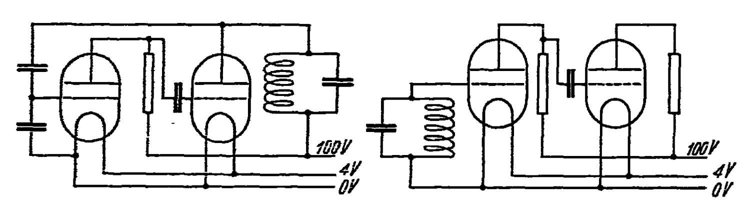


Abb. 164. Entdämpfung der Hochfrequenzschwingungen in einem Zweistufenverstärker durch kapazitive Rückkopplung.

Abb. 165. Entdämpfung der Niederfrequenzschwingung in einem Zweistufenwiderstandsverstärker.

frequenzverstärker enthalten ist, wurde von Leithäuser[1]) (Reichspostzentralamt) angegeben. Er bedient sich zur Rückkopplung und gleichzeitigen Verstärkung einer zweiten Röhre und erhält so Schwingungsgeneratoren von der Form der Abb. 164 und 165. Durch Kombination beider Anordnungen entsteht das Leithäusersystem

[1]) Jahrbuch f. drahtlose Telegraphie 17, 21.

Abb. 166. Durch Vergrößern von C_r' ist die niederfrequente, durch Vergrößern von C_r die hochfrequente Schwingung zum Anschwingen zu bringen. Leithäuser stellt nun die niederfrequente Schwingung dicht vor das Anschwingen. Man kann dann die hochfrequente

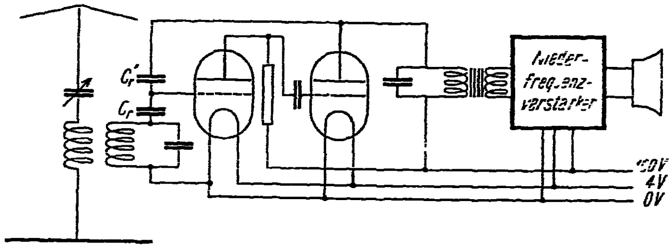


Abb. 166. Leithäuserempfänger.

Schwingung ebenfalls dicht vor das Anschwingen stellen und mit einem besonderen Überlager arbeiten oder auch den Hochfrequenzkreis anschwingen lassen und mit Selbstüberlagerung (wie beim Schwingaudion) arbeiten. Das System zeichnet sich wegen der darin enthaltenen Nieder- und Hochfrequenzverstärkung durch hohe Empfindlichkeit, wegen der Benutzung zweier Schwingungen wesentlich verschiedener Frequenz durch geringe Pfeifneigung und wegen der doppelten Resonanzauslese durch hohe Selektionsfähigkeit aus.

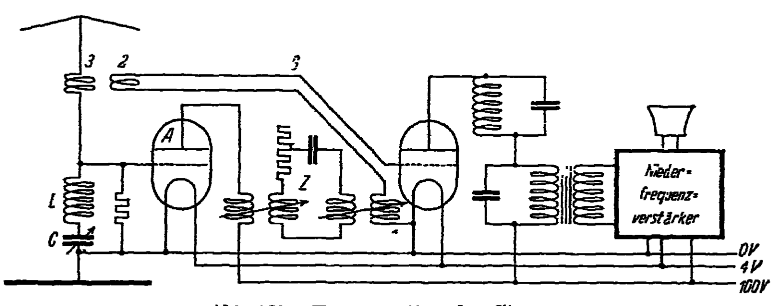


Abb. 167. Kompensation des Störers.

γ) Kompensation des Störers[1]. Der Gitterkreis G (Abb. 167) wird sowohl von der Antenne direkt als auch über die Ausgleichsröhre A erregt. Die Ausgleichsröhre ist so an die Antenne angeschlossen, daß sie alle Schwingungen außer der „Senderschwingung"

[1] Zeitschr. f. drahtlose Telegraphie 18, Heft 3, Patentschau.

kompensiert. Trifft eine „Störwelle“ ein, so wird das Gitter der Ausgleichsröhre erregt, in der Spule *2* des Gitterkreises wird eine Spannung $\mathfrak{U}_2$, in der Spule *1* über Ausgleichsröhre und Zwischenkreis Z eine Spannung $\mathfrak{U}_1$ erregt. $\mathfrak{U}_1$ und $\mathfrak{U}_2$ heben sich nach Amplitude und Phase auf. Um nicht nur die Amplitude, sondern auch die Phase von $\mathfrak{U}_1$ der von $\mathfrak{U}_2$ gleichzumachen, sind die Dämpfung und Kapazität des Zwischenkreises entsprechend einzustellen. Nur für die Senderwelle bildet L, C einen Kurzschluß; die Ausgleichsröhre wird nicht erregt und die über die Kopplung *2*, *3* in den Gitterkreis übertragene Spannung $\mathfrak{U}_2$ kommt voll zur Wirksamkeit.

δ) Die Wirkungen von Störer und Sender werden in verschiedene Wege geleitet. Das kann z. B. mit Hilfe des auf S. 158 beschriebenen Gleichstromempfanges im Mitnahmebereich geschehen. Dabei überlagert der Störer dem Ruheanodenstrom einen reinen Wechselstrom, der Sender hingegen einen Gleichstrom. Bedient man sich zur Aufnahme der Zeichen eines Gleichstrominstruments, das auf Wechselstrom nicht anspricht, so wird der Störer nicht empfangen. Die Störbefreiung geschieht hierbei nicht durch Abschirmen des Störers vom Empfangssystem, sondern erst durch Ausschalten der Störerwirkung im Gleichstrominstrument.

f) Kunstschaltungen.

1. Die Superheterodynschaltungen. Die Welle wird mit Hochfrequenzverstärkung und Rückkopplungsentdämpfung aufgenommen, dann wird der Empfangswelle f_1 eine zweite mit der Frequenz f_2 überlagert. Die Schwebung beider Wellen habe die Frequenz f_3, die noch über Hörgrenze liegen möge, diese wird wiederum verstärkt, mit einer Frequenz f_4 überlagert, die Schwebungsfrequenz $f_5 = f_3 - f_4$ sei schließlich von Tonfrequenz und werde im Telephon abgehört. Bei Telephonieempfang fällt die zweite Überlagerung fort. Die über Hörgrenze liegende erste Überlagerungsfrequenz wird gleichgerichtet und als Sprache empfangen.

Der Vorteil dieser Schaltungen besteht im folgenden: Wenn man eine Frequenz in mehr als drei Stufen verstärkt, so ist es trotz Neutrodynisierung und Kapselung schwer, Rückkopplungen zu vermeiden. Will man also in sechs oder neun Stufen verstärken, so muß

man zwei oder drei Frequenzstufen benutzen. Das Superheterodynprinzip lehrt uns die Anwendung von Mittelfrequenzstufen.

Die zur Herstellung der Schwebung von der über der Hörgrenze liegenden Frequenz f_3 nötige Schwingung f_2 kann man mit einem besonderen Überlagerer erzeugen. Benutzt man die vom Überlagerer gelieferte Wechselspannung als Anodenspannung für das Empfangsrohr, so spricht man von einer Ultradynschaltung. Benutzt man ähnlich

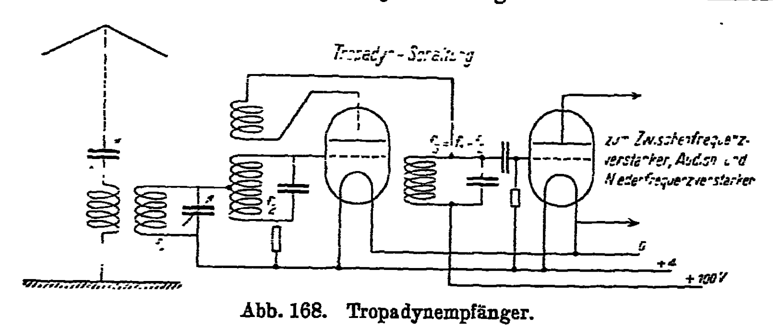


Abb. 168. Tropadynempfänger.

wie beim gewöhnlichen Überlagerungsempfang ein Rohr mit je zwei Schwingungskreisen im Gitter- und Anodenkreis zur Entdämpfung der Empfangsschwingung mittels Rückkopplung, zur Herstellung der Überlagerungsschwingung und zur Erzeugung der Zwischenfrequenz durch Gleichrichtung, so spricht man von einer Tropadynschaltung. Eine solche Tropadynschaltung ist in Abb. 168 dargestellt. Eine ausführliche Zusammenstellung findet man in dem von G. Leithäuser

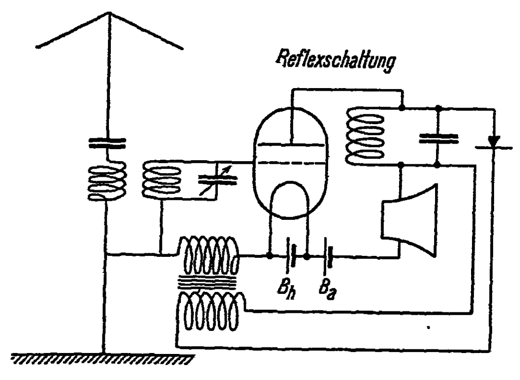


Abb. 169. Reflexschaltung.

geschriebenen Beitrag in K. W. Wagner, Die wissenschaftlichen Grundlagen des Rundfunks, Jul. Springer, Berlin 1927.

2. Reflexschaltungen. Eine Reflexschaltung mit einem Rohre und Detektor zeigt Abb. 169. Die Antenne erregt das Rohr als rückkopplungsentdämpften Hochfrequenzverstärker. Die verstärkten Schwingungen des im Anodenkreis liegenden Schwingungskreises werden vom Detektor gleichgerichtet und über einen Niederfrequenztransformator dem Gitterkreise des Rohres zugeführt, vom Rohre als Niederfrequenzverstärker nochmals verstärkt und im Telephon abgehört. An Stelle des Detektors kann ein Audionrohr, an Stelle der einstufigen Hoch- und Niederfrequenzverstärkung eine mehrstufige benutzt werden. Weitere Einzelheiten finden sich in dem Aufsatz von Leithäuser, l. c.

3. Pendelrückkopplungsschaltungen. Wie wir auf S. 61 bei der Besprechung des Anschwingvorganges ableiteten, erfolgt das

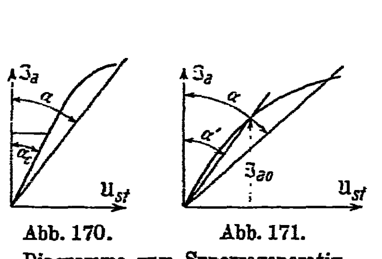


Abb. 170. Abb. 171.
Diagramme zum Superregenerativempfang (Pendelrückkopplung).

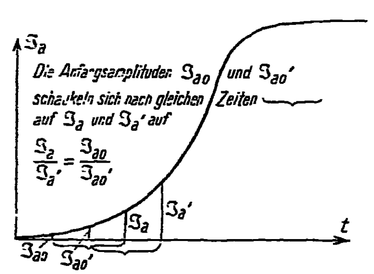


Abb. 172. Das Aufschaukeln der Schwingungen bei der Pendelrückkopplung.

Anschwingen einer Röhre in der in Abb. 170 und 171 dargestellten Weise. Da wir für kleine J_a-Werte in der auf S. 62 für den Anlaufvorgang abgeleiteten Formel $\operatorname{tg}\alpha' = \operatorname{tg}\alpha_0$ (Abb. 170 und 171) setzen können, erhalten wir

$$\frac{d J_a}{J\, dt} = d \cdot \frac{\operatorname{tg}\alpha - \operatorname{tg}\alpha_0}{\operatorname{tg}\alpha_0} \quad \text{mit dem Integral} \quad J_a = J_{a_0}\, e^{d \cdot \frac{\operatorname{tg}\alpha - \operatorname{tg}\alpha_0}{\operatorname{tg}\alpha_0} t}.$$

Das Anschwingen für die verschiedenen Anfangsamplituden zeigt Abb. 172.

Namentlich für kürzere Wellen nimmt $d = R/2L$ beträchtliche Werte an. Für eine Spule mit $2\,\Omega$ Hochfrequenzwiderstand (ein-

schließlich der Wirbelströme) und 10^{-5} Henry Induktivität ergibt sich ein d von 10^5/sec. $\frac{\operatorname{tg}\alpha - \operatorname{tg}\alpha_0}{\operatorname{tg}\alpha_0}$ hat etwa die Größe 1. Die Schwingung würde dann nach $3 \cdot 10^{-5}$ sec auf den e^3- oder etwa 20fachen Betrag angestiegen sein. Wenn man also durch Einprägen einer Frequenz von $\frac{1}{6} \cdot 10^5$ im Gitterkreise das rückgekoppelte Audion immer $3 \cdot 10^{-5}$ sec anschwingen läßt und $3 \cdot 10^{-5}$ sec unterbricht, so kann man eine von der Antenne aufgefangene Hochfrequenzschwingung, deren Amplitude die Anfangsamplitude J_{a0} darstellt, jedesmal auf den 20fachen Wert anschwingen lassen, also eine bedeutende Verstärkung erzielen. Würde man die Hilfsfrequenz auf die Hälfte, in unserem Beispiel auf $\frac{1}{12} \cdot 10^5$ herabsetzen, so erreicht die Amplitude das e^6- oder 400fache der Anfangsamplitude. Da die Audionschwingungen mit einer über der Hörgrenze liegenden Frequenz — in unserem Beispiel $\frac{1}{12} \cdot 10^5$ mal in der Sekunde — pendelnd ein- und aussetzen, nennt man derartige Anordnungen „Pendelrückkopplung".

Benutzt man zur Erzeugung der dem Gitter einzuprägenden mittelfrequenten Schwingung eine Röhre mit besonderen mittelfrequenten Kreisen, so spricht man von Superregenerativschaltungen. Die mittelfrequente Schwingung kann dabei von einer besonderen Röhre oder der Empfangsröhre selbst erzeugt werden (Leithäuser, l. c.).

Die unter dem Namen „Flewellingschaltung" bekannten Empfänger nutzen eine besondere, eigenartige Erscheinung aus, die man an jedem Schwingaudion beobachten kann, wenn man den Widerstand $R_ü$ sehr hoch wählt, $C_ü$ nicht zu klein nimmt und sehr fest rückkoppelt:

Da bei sehr fester Rückkopplung $\frac{\operatorname{tg}\alpha - \operatorname{tg}\alpha_0}{\operatorname{tg}\alpha_0}$ groß wird, erreicht die Schwingung beträchtliche Amplituden, bevor sich $C_ü$ auflädt. Durch die Aufladung von $C_ü$ wird, wie auf S. 138 unten besprochen, der Schwingungsmittelpunkt der Gitterspannung in das Gebiet negativer Gitterspannungen verlegt und die Energielieferung der Röhre in den Schwingungskreis immer weiter verringert. Der Schwingungskreis schwingt trotz der verringerten Röhrenleistung, wenn auch gedämpft, zunächst noch weiter. Die Aufladung von $C_ü$ und die Verschiebung der Gittervorspannung U_g schreitet so weit fort, daß der Anodenstrom gänzlich gesperrt wird und die Schwingungen vollends erlöschen. Erst nachdem sich $C_ü$ langsam über den sehr großen Widerstand $R_ü$ ent-

laden hat, setzen die Schwingungen von neuem ein. Den Takt des Ein- und Aussetzens der Schwingungen kann man von einem Tempo von mehreren Sekunden über Hörfrequenz bis zu Frequenzen oberhalb der Hörgrenze, z. B. durch Verstellen der Rückkopplung, leicht variieren und nach dem Vorschlage von Flewelling zum Pendelrückkopplungsempfang ausnutzen.

g) Rundfunksendersteuerung.

Die Besprechung der Rundfunksendersteuerung war bei der Behandlung der Schaltungen für Telephoniesender auf S. 114 unten zurückgestellt worden, da dort die Kenntnis der Gleichrichtung noch fehlte. Sie sei jetzt nachgeholt.

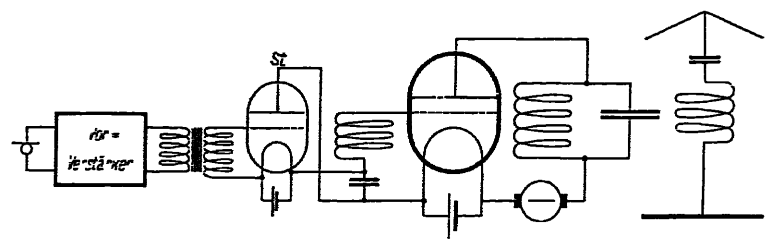


Abb. 173. Rundfunksenderschaltung.

Abb. 173 zeigt die Schaltung. Es wird das Gitter besprochen. Die Gittervorspannung U_g der Senderröhre ist die Anodenspannung u_a der Steuerröhre *St*. Der Gleichrichtereffekt im Gitterkreis der Senderröhre $\delta\, i_g$ ist der Anodenstrom der Steuerröhre i_a. Wäre i_a fest gegeben, z. B. $= i_{a1}$, so wäre $u_a = U_g$ aus der Röhrenformel

$$i_a = c\,(u_g + D\, u_a)^{3/2}$$

für die vom Vorverstärker gelieferten u_g-Werte leicht zu berechnen und $\mathfrak{U}_g$ und $\mathfrak{J}_a$ aus Abb. 106, S. 114, abzugreifen. $i_a = \delta\, i_g$ ist aber nicht konstant, sondern hängt von $\mathfrak{U}_g$ und U_g ab. Wenn z. B. u_g sinkt und das Steuerrohr dem Gleichrichterstrom $\delta\, i_g = i_a$ den Weg versperrt, so steigt die negative Gittervorspannung des Senderohres $U_g = u_a$. Da aber hiermit die Amplitude der Senderschwingung und mit ihr $\delta\, i_g = i_a$ sinkt, so wird diese Steigerung der Gegenspannung verhältnismäßig klein, jedenfalls kleiner, als wenn $\delta\, i_g = i_a$ konstant bliebe.

Um den Zusammenhang der sich gegenseitig bedingenden Größen: Gitterspannung u_g der Steuerröhre, Anodenstrom i_a der Steuerröhre $=$ Gittergleichrichtereffekt $\delta\, i_g$ der Senderröhre, Anodenspannung u_a der Steuerröhre $=$ Gittervorspannung U_g der Senderröhre, und der Gitterspannungsamplitude der Senderröhre, zu finden, nehmen wir zunächst experimentell den Gittergleichrichtereffekt $\delta\, i_g$ in Abhängigkeit von $\mathfrak{U}_g$ und U_g auf. Das Resultat dieser Messung sei in Abb. 174 aufgetragen. Abb. 175 entspricht der Abb. 106, enthält nur noch neben $\mathfrak{U}_{st}$ auch $\mathfrak{U}_g$ und U_g statt U_{st} als Parameter. Um den gesuchten Zusammenhang zwischen der Senderschwingungsamplitude $\mathfrak{J}_a$ und der

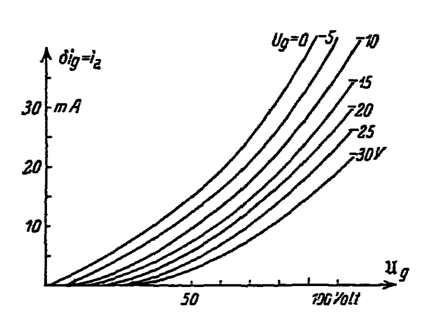


Abb. 174. Gittergleichrichtung $\delta\, i_g$ in Abhängigkeit von der Gitterspannungsamplitude $\mathfrak{U}_g$ und der Gittervorspannung U_g.

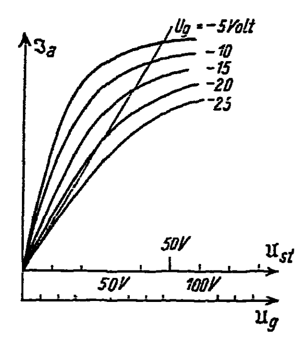


Abb. 175. Schwinglinienschar mit $\mathfrak{U}_g$ und $\mathfrak{U}_{st}$ als Abszissen- und U_g als Parameter.

Gitterspannung u_g der Steuerröhre zu finden, gehen wir von $\mathfrak{J}_a$ aus, greifen in Abb. 175 zu den verschiedenen gegebenen $\mathfrak{J}_a$-Werten die zugehörigen $\mathfrak{U}_g$-Werte (Abszissen) und U_g-Werte (Parameter) ab, greifen dann in Abb. 174 für diese $\mathfrak{U}_g$- und U_g-Werte die $\delta\, i_g = i_a$ ab und berechnen die u_g-Werte nach der Röhrenformel für die Steuerröhre.

Diese kurz skizzierte Theorie zeigt uns eine sehr wertvolle Eigenschaft der Rundfunksendersteuerung: Schwankt u_g, einem hohen Ton entsprechend, rasch, so klingt die Amplitude der Senderschwingung und damit die von $\mathfrak{U}_g$ nicht sofort ab. $\delta\, i_g = i_a$ bleibt höher als im eingeschwungenen Zustande. Die sperrende negative Gittervorspannung der Senderröhre fällt höher aus als bei langsam schwankendem u_g (tiefen Tönen). Die Steuerung ist also bei hohen Tönen besonders energisch, die Sprache also recht klar.

Eine Theorie der Frequenzabhängigkeit der Modulation der Rundfunksender läßt sich auf Grund der auf S. 66 abgeleiteten Formeln für den Empfang modulierter Wellen leicht entwickeln, wenn man an Stelle der Fernerregung $\delta \mathfrak{U}_{st}$ die Veränderung von $\mathfrak{U}_{st}$ infolge des Überganges auf eine Schwinglinie mit anderem U_g

$$\delta \mathfrak{U}_{st} = \frac{d\,\mathfrak{U}_{st}}{d\,U_g} \cdot \delta\, U_g$$

einführt.

V. Die Physik der Verstärkerröhren.

Einleitung. Die Anforderungen an die Röhre.

In dem Abschnitt über die Verstärker hatten wir festgestellt, daß man viererlei Anforderungen an eine gute Röhre stellt: Hohe Steilheit und großer Sättigungsstrom, geringe Anodenrückwirkung oder kleiner Durchgriff, Stromlosigkeit des Gitters, d. h. Lage der Kennlinie im Gebiet negativer Gitterspannungen, kleine Röhrenkapazität.

Im physikalischen Teile sollen die Kenntnisse übermittelt werden, die der Röhrenkonstrukteur braucht, um seine Röhren diesen Anforderungen entsprechend zu bauen. Zu diesem Zwecke soll zunächst der Verlauf der Kennlinie in einer Röhre ohne Gitter, dann in Ein- und Doppelgitterröhren, und schließlich die Emissionsfähigkeit von Wolfram, Thor- und „Oxyd“-Drähten besprochen werden.

Dabei soll die Theorie nicht nur, wie in den Handbüchern üblich, in ihren Resultaten angegeben und die Originalarbeiten zitiert werden. Die Rechnungen sollen in möglichst vereinfachter Weise durchgeführt werden, so daß der Leser nicht erst die oft recht schwierig geschriebenen Originalabhandlungen zusammensuchen und studieren muß.

A. Die Elektronenbewegung im Vakuum.

Die Röhre ohne Gitter.

1. Die Anlaufkurve.

a) Ebene Anordnung.

Die Versuchsanordnung sei die der Abb. 176. K sei eine fremdgeheizte ebene Kathode. Die unter der Kathode liegenden, die Kathode durch Strahlung oder Elektronenaufprall heizenden Glühdrähte sind

nicht mitgezeichnet. Ihr stehe eine Anode A im Abstand a gegenüber, die Anodenspannung sei durch ein Potentiometer P auf negative Werte einstellbar. Beobachtet werde am Galvanometer G der Anodenstrom.

Die Meßresultate sind im i_a-u_a-Diagramm in Abb. 177 und im $\ln i_a/J_s$-u_a-Diagramm in Abb. 178 dargestellt. Das gerade Stück 1 bis 2 der Abb. 178 ist um so steiler, je niedriger die Temperatur ist.

Theorie der Ergebnisse. Eine Theorie des geraden Kurvenstückes der Abb. 178 erhalten wir, wenn wir von der Anschauung ausgehen, daß die Elektronen den Glühdraht mit Temperaturgeschwindigkeiten verlassen, die nach dem Maxwellschen Gesetz (Geschwindigkeitsverteilungsgesetz) verteilt sind, und daß nur diejenigen Elektronen das Anodengegenpotential überwinden, deren Geschwindigkeit v_x größer als $\sqrt{\frac{2\,\varepsilon\,u_a}{m}}$ ist. Da die Elektronen nach dem Maxwellschen Gesetz prozentisch auf die verschiedenen Geschwindigkeiten verteilt sind, wird auch der Strom der Elektronen, welche die Spannung u_a überwinden, ein bestimmter Prozentsatz des Gesamtstromes I_s sein. — Wir werden eine Beziehung zwischen u_a und $\frac{i}{I_s}$ erwarten.

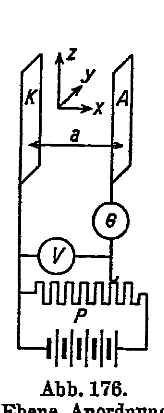


Abb. 176. Ebene Anordnung.

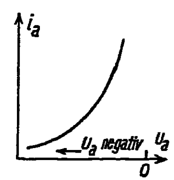


Abb. 177. Die Anlaufkurve.

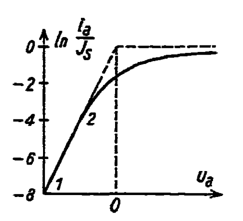


Abb. 178. Die Anlaufkurve mit $\log i_a/J_s$ als Ordinate.

Die Temperatur gleicht der mittleren kinetischen Energie der Elektronen $\frac{m\bar{v}^2}{2}$. Es ist eine Eigentümlichkeit des Maxwellschen Gesetzes, daß nicht nur die mittlere Geschwindigkeit, sondern die jedes einzelnen Elektrons z. B. auf den doppelten Wert steigt, wenn man die Temperatur T vervierfacht. Da nun auch die Spannung, gegen die die Elektronen anlaufen können, gerade mit dem Quadrat

der Geschwindigkeit steigt, so wird die Spannung, welche ein festgelegter Prozentsatz überwinden kann, auch proportional mit der Temperatur steigen. — Wir erwarten, daß $\frac{i}{I_s}$ eine Funktion von $\frac{u_a}{T}$ sein wird.

Das Geschwindigkeitsverteilungsgesetz ist in der Form, wie wir es benutzen wollen, in Planck, Wärmestrahlung, 5. Aufl., S. 101 bis 126, abgeleitet. Man lese § 128 bis 130 im Planck, dann auch das zweite Kapitel über den „Materiellen Körper", S. 201, und besonders S. 207 nach[1]). Das Maxwellsche Gesetz lautet:

$$d N = N \left(\frac{m}{2 \pi K T} \right)^{3/2} e^{-\frac{m}{2 K T} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)} d v_x d v_y d v_z,$$

d. h. von N vorhandenen Elektronen haben dN eine zwischen v_x und $v_x + d v_x$, v_y und $v_y + d v_y$, v_z und $v_z + d v_z$ liegende Geschwindigkeit. Liegt an der Anode eine negative Spannung u_a, so können gegen die Anode nach den Fallgesetzen alle Elektronen anlaufen, deren Geschwindigkeits-x-Komponente gleich oder größer als $\sqrt{\frac{2 \varepsilon u_a}{m}}$ ist. Auf die Größe der y- und z-Komponenten kommt es nicht an, solange Anode und Glühblech sehr groß zu ihrem Abstande a sind. Diese Annahme wollen wir der Einfachheit halber einführen.

Nach diesen Anschauungen erhalten wir für den Anodenstrom, der gegen eine Spannung u_a anläuft:

$$i_a = \int v_x \varepsilon \, d N$$

$$= F n \varepsilon \int_{v_x}^{+\infty} d v_x \int_{-\infty}^{+\infty} d v_y \int_{-\infty}^{+\infty} d v_z \left(\frac{m}{2 \pi K T} \right)^{3/2} e^{-\frac{m}{2 K T} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)} d v_x d v_y d v_z.$$

Hierbei bedeutet n die Anzahl der Elektronen, die dicht am Glühblech in 1 cm³ des Vakuums vorhanden sind, F die Fläche des Glühbleches.

Den Sättigungsstrom erhalten wir nach dieser Anschauung bei $u_a = 0$ und $v_x = 0$.

[1]) Zwei einfachere Ableitungen sind im Anhang mitgeteilt, von diesen ist die zweite Ableitung rechnerisch bei weitem die einfachste.

Die Integration über v_y und v_z ist unabhängig von v_x und u_a. Wir wollen

$$\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}\left(\frac{m}{2\pi KT}\right)^{3/2} n\varepsilon e^{-\frac{m}{2KT}(v_y^2+v_z^2)}\,dv_y\,dv_z$$

mit A abkürzen. Wir erhalten:

$$i_a = FA\int_{v_{x0}}^{+\infty} 2v_x\,dv_x\,e^{-\frac{mv_x^2}{2KT}} = FA\frac{2KT}{m}e^{-\frac{mv_{x0}^2}{KT}},$$

$$I_s = FA\int_0^{+\infty} 2v_x\,dv_x\,e^{-\frac{mv_x^2}{2KT}} = FA\frac{2KT}{m}.$$

Drücken wir A durch I_s aus, so erhalten wir schließlich

$$i_a = I_s e^{-\frac{mv_{x0}^2}{2KT}},$$

und setzen wir für v_x den Wert $\frac{mv_x^2}{2} = \varepsilon u_a$ ein:

$$i_a = I_s e^{-\frac{\varepsilon u_a}{KT}};\quad \ln\frac{i_a}{I_s} = -\frac{\varepsilon u_a}{KT}.$$

Damit ist der experimentelle Befund theoretisch abgeleitet und der Zusammenhang zwischen der Steilheit des geraden Stückes 1 bis 2 der $\ln i_a$-u_a-Kurve und der Temperatur ermittelt:

$$\frac{d\ln\frac{i_a}{I_s}}{du_a} = -\frac{\varepsilon}{KT};\quad T = -\frac{K}{\varepsilon}\frac{du_a}{d\ln\frac{i_a}{I_s}}.$$

Bemerkung: Das Resultat in der zweiten Form kann zur Messung der Temperatur glühender Metalle im Vakuum benutzt werden.

b) Die zylindrische Anordnung.

Versuchsanordnung. Bei den Versuchen ist auf vier Punkte zu achten:

1. Der Faden muß so lang sein, daß die Temperatur innerhalb der Meßanode konstant ist.

2. Das elektrische Feld muß in der Meßanode homogen-radial sein, daher die beiden Schutzringe s in Abb. 179.

3. Um den Spannungsabfall des Heizstromes im Glühdraht zu eliminieren, wird mit einem 500 mal in der Sekunde unterbrochenen, vom Gleichrichter *Gl* gelieferten, pulsierenden Gleichstrom gearbeitet. Beim Fließen des Heizstromes wird an die Anode zusätzlich zu u_a der Spannungsabfall des Heizstromes über R gelegt, so daß, während der Heizstrom fließt, keine Elektronen zur Anode kommen. Erst wenn der Heizstrom unterbrochen wird, liegt ein so geringes u_a an der Anode, daß Elektronen übergehen können. Der Glühdraht muß so dick sein, daß seine Temperaturschwankungen während $^1/_{500}$ Sekunde vernachlässigt werden können.

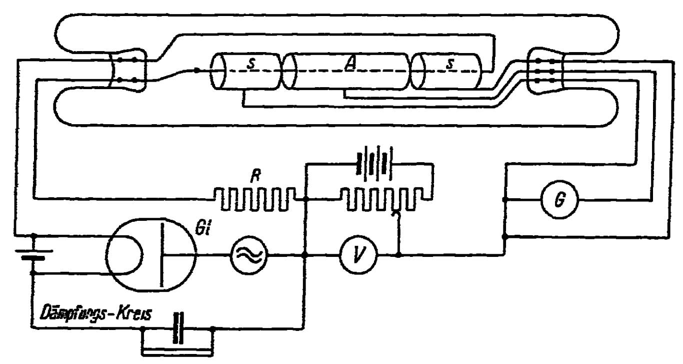


Abb. 179. Versuchsanordnung nach Demski.

Bei der Unterbrechung treten leicht Hochfrequenzschwingungen auf. Diese müssen durch Erdung und Dämpfungskreise, „kleine Kondensatoren mit großen Widerständen überbrückt“, sorgfältig vermieden werden. Mechanische Unterbrecher sind wegen unregelmäßiger Unterbrechung und dadurch hervorgerufener Stromschwankungen nicht brauchbar.

Die experimentellen Resultate sind ähnlich denen, die mit der ebenen Anordnung gewonnen wurden.

Zylindrische Anordnung; Theorie. Die Ableitung sei dadurch vereinfacht, daß wir, den natürlichen Verhältnissen entsprechend, den Glühdrahtradius klein gegen den Anodenradius annehmen. Aus dieser Annahme folgt, daß die Tangentialgeschwindig-

keit gegenüber der Radialgeschwindigkeit vernachlässigt werden kann. Für den Anodenstrom erhalten wir dann

$$i_a = \iiint n' \sqrt{v_x^2 + v_y^2}\, e^{-\frac{m}{2KT}(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}\, dv_x\, dv_y\, dv_z .$$

Die Z-Richtung liege parallel zur Glühdrahtachse. Das Integral über v_z ist dann von $-\infty$ bis $+\infty$ zu erstrecken. Die Geschwindigkeiten v_x und v_y, welche die untere Integrationsgrenze bilden, müssen der Bedingung

$$v_x^2 + v_y^2 \geqq \frac{2\varepsilon u_a}{m} \quad \left(\text{Analogon zu } v_x^2 = \frac{2\varepsilon u_a}{m} \text{ beim ebenen Problem}\right)$$

genügen. Die Integration über v_z können wir wieder ausführen. Für $v_x^2 + v_y^2$ führen wir $\mathfrak{v}^2$, für das „Flächenelement $dv_x\, dv_y$" $2\pi\mathfrak{v}\, d\mathfrak{v}$ ein. Wir erhalten dann:

$$i_a = \int_{\mathfrak{v}_0}^{\infty} A' \mathfrak{v}\, e^{-\frac{m\mathfrak{v}^2}{2KT}}\, 2\pi\mathfrak{v}\, d\mathfrak{v}; \qquad \mathfrak{v}_0^2 = \frac{2\varepsilon u_a}{m}.$$

Die partielle Integration mit der Substitution $z = \frac{m}{2KT}\mathfrak{v}^2$ ergibt:

$$i_a = -\pi A' \frac{2KT}{m}\left\{\left[\mathfrak{v}\cdot e^{-\frac{m\mathfrak{v}^2}{2KT}}\right]_{\mathfrak{v}_0}^{\infty} + \int_{\mathfrak{v}_0}^{\infty} e^{-\frac{m\mathfrak{v}^2}{2KT}}\, d\mathfrak{v}\right\},$$

$$I_s = A'\left(\frac{2KT}{m}\right)^{3/2} \frac{\sqrt{\pi}^{\,3}}{2},$$

woraus A' zu berechnen:

$$A' = I_s \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{m}{2KT}}^{\,3}.$$

Setzt man den Wert für A ein, erhält man

$$i_a = I_s \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left\{\left[\mathfrak{v}\sqrt{\frac{m}{2KT}}\, e^{-\frac{m\mathfrak{v}^2}{2KT}}\right]_{\mathfrak{v}_0}^{\infty} + \sqrt{\frac{m}{2KT}} \int_{\mathfrak{v}_0}^{\infty} e^{-\frac{m\mathfrak{v}^2}{2KT}}\, d\mathfrak{v}\right\}.$$

Führen wir mit Schottky die reduzierte Anodenspannung

$$\mathfrak{n} = \frac{\varepsilon u_a}{KT} = \frac{m\mathfrak{v}^2}{2KT}$$

ein, so erhalten wir

$$i_a = I_s \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left\{\sqrt{\mathfrak{n}}\, e^{-\mathfrak{n}} + \int_{\sqrt{\mathfrak{n}}}^{\infty} e^{-x^2}\, dx\right\}.$$

Für größere Werte von n kann man das Fehlerintegral weglassen und sich mit der Annäherung

$$i_a = I_s \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{n}\, e^{-n}$$

begnügen. Wenn man in Volt rechnet (1 Volt = $^1/_{300}$ elst. cgs):

$$\varepsilon = 4{,}77 \,.\, 10^{-10} \text{ elst. cgs}; \; K = 1{,}36 \,.\, 10^{-16} \text{ erg/grad},$$

erhält man für

$$\frac{K}{\varepsilon} = \frac{300 \,.\, 1{,}36 \,.\, 10^{-16}}{4{,}77 \,.\, 10^{-10}} = 8{,}57 \,.\, 10^{-5} \text{ Volt/grad}.$$

Einfluß der Heizspannung auf die Gültigkeit der Formel.

Wenn die Anode sehr eng ist, so daß die Radialfeldstärke groß gegen die zum Glühdraht parallele Komponente ist, oder, mit anderen Worten: wenn durch die Heizspannung die Feldstärke nur wenig aus der radialen Richtung abgelenkt wird, so wird die Gültigkeit für die Formel für die Temperatur

$$T = -\frac{K}{\varepsilon} \frac{1}{\dfrac{d \ln \dfrac{I}{I_s}}{d u_a} - \dfrac{1}{2 u_a}}$$

nur wenig gestört. Arbeitet man aber mit dünnen Fäden (großem Heizspannungsabfall pro Zentimeter) und weiter Anode, so steht das Feld stark schräg auf dem Glühdraht, und die Formel wird ungültig.

2. Die Potentialverteilung infolge der Raumladung.

In dem einleitenden kurzen physikalischen Teile hatten wir festgestellt, daß um den Glühdraht bzw. an der Oberfläche des Glühbleches sich eine elektrische Raumladung ausbildet, in der die φ-x-Kurve ein Minimum hat. Der Wert dieses Minimums reguliert nach den Formeln für die Anlaufkurve die Anodenstromstärke. Diese beeinflußt zusammen mit der Anodenspannung u_a die Raumladung, von der wieder Lage und Höhe des Minimumwertes abhängt.

Bevor wir mit der Durchrechnung der Verhältnisse beginnen, sei diese gegenseitige Abhängigkeit durch einen anschaulichen Vergleich erläutert, mit dessen Hilfe wir uns auch die zu erwartenden Resultate von vornherein plausibel machen wollen.

a) Ein Vergleich. Die Elektronen seien mit Sandkörnern verglichen, die Wärmebewegung mit einem Arbeiter, der diese Sandkörner aus einer Grube in die Höhe wirft. Da das elektrische Potential weitgehende Ähnlichkeit mit der Druckhöhe aufgestauten Wassers hat, vergleichen wir die in Volt gemessene Austrittsarbeit mit der Höhe des Grubenrandes. Am Rande der Grube liegt eine Schütte (Potentialgefälle in der Röhre), über die der Sand hinab zur Abfuhrstelle, der Anode, rinnt.

Der Arbeiter wirft die Sandkörner mit ungleicher (nach dem Maxwellschen Gesetz verteilter) Geschwindigkeit. Da die Körner bei schwachem Gefälle der Schütte (Abb. 180a) (niedriger Anoden-

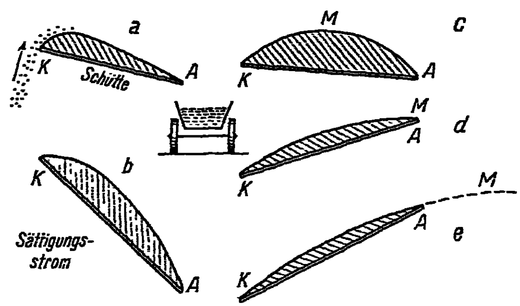


Abb. 180. Sandbeispiel zur Erläuterung der Raumladung.

spannung) sich nicht rasch genug in Bewegung setzen, bildet sich am oberen Ende der Schütte ein Sandberg, die Raumladung. Über den Gipfel des Sandberges (des Potentialminimums) rollen nur die Sandkörner, deren Geschwindigkeit hierzu ausreicht

$$\left(v_x \geqq \sqrt{\frac{2\,\varepsilon\,u_a}{m}}\right),$$

die anderen fallen in die Grube zurück.

Neigt man die Schütte (Abb. 180b), so laufen die Sandkörner rascher ab; der Berg wird niedriger, sein Gipfel rückt näher an das linke obere Ende der Schütte. Auch langsamere Körner gelangen jetzt über den Berg. Der Sandstrom steigt. — Neigt man die Schütte weiter (steigert man die Anodenspannung), so rückt die Bergspitze nach links bis zum Beginn der Schütte. Alle Sandkörner, die den Rand der Schütte erreichen, gelangen auch zur Abfuhrstelle (zur Anode).

Es fließt der Sättigungsstrom (Abb. 180 b). Der Sandberg ist das Bild der Raumladung. Diese ist keineswegs verschwunden, wenn der Sättigungsstrom fließt. Strenggenommen verschwindet sie erst bei unendlich großer Anodenspannung.

Hebt man das untere Ende der Schütte (Abb. 180 c), so rückt der Berggipfel (das Potentialminimum M) immer weiter nach rechts und wird dabei immer höher. Endlich gelangt er an das rechte Ende der Schütte (zur Anode) und darüber hinaus in die analytische Fortsetzung des Bergprofils (der Kurve der Potentialverteilung, Abb. 180 d und e). Dann ist die Anode der höchste Punkt, den die Sandkörner zu erreichen haben.

Es sei noch einmal besonders darauf hingewiesen, daß der auf der Schütte entstehende Sandberg sich nicht deswegen anhäuft, weil die Körner wegen der Reibung nicht rasch genug die Schütte herunterrollen, sondern daß lediglich die Trägheit der Körner der Grund dafür ist, daß sie sich nicht rasch genug in Bewegung setzen. Zum Vergleich könnten ebensogut reibungslos ablaufende Wassertropfen benutzt werden.

Dieser Vergleich möge einen Überblick über den Potentialverlauf und die Anordnung der Raumladung zwischen Glühdraht und Anode geben.

b) Durchrechnung. Es sei nunmehr dieser Potentialverlauf berechnet. Wir behandeln erst das Gebiet zwischen Potentialminimum und Anode und dann das zwischen Kathode und Potentialminimum.

Das Potentialminimum wird von den Elektronen, die überhaupt herübergelangen, mit Maxwellisch verteilter Geschwindigkeit überschritten. Der Mittelwert dieser Geschwindigkeit im Potentialminimum ist

$$v_0 = \int_0^\infty v_x \left(\frac{m}{2\pi KT}\right)^{1/2} e^{-\frac{m v_x^2}{2KT}} d v_x = \sqrt{\frac{KT}{2\pi m}}.$$

Wir wollen nun der Einfachheit halber annehmen, die Elektronen hätten alle diese mittlere Geschwindigkeit. Wir haben dann folgende Potentialaufgabe zu lösen:

α) Ebenes Problem. Ein Elektronenstrom überschreitet mit der Stromdichte i_a und mit der Geschwindigkeit v_0 senkrecht die Ebene des Potentialminimums. Der Potentialwert in dieser Ebene

sei $\varphi = 0$, der Differentialquotient $d\varphi/dx = 0$ (Minimumbedingung). In welcher Weise muß dann das Potential mit x, dem senkrechten Abstande von der Potentialminimumebene, ansteigen?

Zur Lösung dieses Problems stehen uns zur Verfügung: Die Poissonsche[1]) Gleichung: $\Delta\varphi = -4\pi\varrho$; für den eindimensionalen Fall zu $\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -4\pi\varrho$ vereinfacht (ϱ = Elektronendichte in der Raumladung).

Der Energiesatz als Integral der Bewegungsgleichungen:

$$\frac{m(v^2 - v_0^2)}{2} = \varepsilon\varphi.$$

Die Kontinuitätsgleichung: $i_a = -\varrho v$ (—, da Elektronen negativ!).

Durch Elimination von ϱ und v erhalten wir die Differentialgleichung

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} = -4\pi\varrho = \frac{4\pi i_a}{v} = \frac{4\pi i_a}{\sqrt{\frac{2\varepsilon\varphi}{m} + v_0^2}}.$$

[1]) Für Leser, denen die Poissonsche Gleichung $\Delta\varphi = -4\pi\varrho$ nicht bekannt ist, sei die Gleichung $\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -4\pi\varrho$ folgendermaßen abgeleitet: Nach dem Coulombschen Gesetz ist die Feldstärke $\mathfrak{E}$ in 1 cm Entfernung von einer punktförmigen Ladung Q: $\mathfrak{E} = Q$. Durch jeden Quadratzentimeter der Kugel mit 1 cm Radius sind Q Kraftlinien zu zeichnen; insgesamt gehen von der Ladung Q $4\pi Q$ Kraftlinien aus. — Wir betrachten nun ein der x-Richtung paralleles inhomogenes elektrisches Feld. In das Raumelement (Abb. 181) treten von links $\mathfrak{E}$ Kraftlinien ein, nach rechts $\mathfrak{E} + \frac{d\mathfrak{E}}{dx}dx$ Kraftlinien aus. Der Überschuß $\frac{d\mathfrak{E}}{dx}dx$ geht von den Ladungen im Raumelement aus. Ist die Ladungsdichte ϱ, so ist $Q = \varrho\,dx$. Der Kraftlinienüberschuß muß nach dem Coulombschen Gesetz $4\pi\varrho\,dx$ sein. Wir erhalten: $\frac{d\mathfrak{E}}{dx} = 4\pi\varrho$. Drücken wir schließlich noch die Feldstärke $\mathfrak{E}$ durch das Potential φ aus: $\mathfrak{E} = -\frac{d\varphi}{dx}$, so erhalten wir die abzuleitende Beziehung: $-\frac{d^2\varphi}{dx^2} = 4\pi\varrho$.

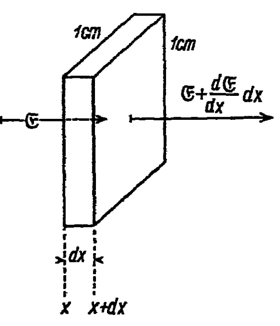


Abb. 181. Zur Ableitung von $d^2\varphi/dx^2 = -4\pi\varrho$.

Mit den Substitutionen:

$$\psi = \varphi + \frac{m v_0^2}{2}; \quad \psi = z^2; \quad z + 1 = y$$

erhält man durch Integration

$$x - x_0 = \frac{1}{3\sqrt{\pi i_a \sqrt{\frac{m}{2\varepsilon}}}} \sqrt{\sqrt{\psi} + \sqrt{A}}\,(\sqrt{\psi} - 2\sqrt{A}) \quad A = \frac{m v_0^2}{2\varepsilon}.$$

Für große Werte von φ kann man $\frac{m v_0^2}{2\varepsilon}$ neben φ, $\sqrt{A}$ neben $\sqrt{\psi}$ vernachlässigen. Wir erhalten

$$x - x_0 = \frac{\varphi^{3/4}}{\sqrt{9\pi i_a \sqrt{\frac{m}{2\varepsilon}}}} \quad \text{oder} \quad i_a = \frac{\varphi^{3/2}}{9\pi\sqrt{\frac{m}{2\varepsilon}}(x - x_0)^2}.$$

Die Vernachlässigung der Anfangsgeschwindigkeit bedeutet physikalisch: Das Minimumpotential fällt praktisch mit dem Glühdrahtpotential zusammen; φ gleicht der Anodenspannung. — Die Minimumebene fällt praktisch mit der Glühblechebene zusammen. $x - x_0$ gleicht der Entfernung a zwischen Glühblech und Anode. Wir erhalten für die Stromdichte $i_a = I_a/F$.

$$i_a = \frac{u_a^{3/2}}{9\pi\sqrt{\frac{m}{2\varepsilon}}\,a^2}.$$

Diese Formel läßt sich mathematisch einfacher ableiten, wenn man v_0 von vornherein gleich Null setzt. Die Ausgangsgleichungen lauten dann

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -4\pi\varrho = \frac{4\pi I}{v} = \frac{4\pi I}{\sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}\varphi}}$$

mit den Anfangsbedingungen: $\varphi = 0$ und $\frac{d\varphi}{dx} = 0$ für $x = 0$.

Die Gleichung ist durch den Ansatz $\varphi = C x^{4/3}$ zu lösen. Diese Lösung führt aber zu einer unendlichen Raumladungsdichte an der Stelle $x = 0$, die sich mit $v = 0$ vom Glühdraht wegbewegt, also zu einer unvorstellbaren Strömung. Die strenge Durchrechnung erspart uns das Nachdenken über diesen Grenzfall. Der etwas größere Auf-

wand an Mathematik möge damit gerechtfertigt sein. Außerdem werden wir die mitgeteilte Rechnung später bei der Theorie der Röhren mit Raumladungszerstreuungsgitter brauchen.

β) Das zylindrische Problem. Da die Behandlung des zylindrischen Problems an sich schon etwas komplizierter ist, wollen wir die vereinfachenden Annahmen: Auf der Glühdrahtoberfläche $\varphi = 0$, $\frac{d\varphi}{dx} = 0$, von vornherein einführen. Daß die Vorstellung einer vom Glühdraht mit der Geschwindigkeit Null abströmenden Raumladung unendlicher Dichte keine prinzipielle Schwierigkeit bedeutet, haben wir ja unter Punkt a festgestellt.

Die Ausgangsgleichungen sind hier analog:

Die Poissonsche Gleichung, für den zylindrischen Fall spezialisiert zu

$$\frac{d^2\varphi}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{d\varphi}{dr} = -4\pi\varrho.$$

Die Bewegungsgleichungen, durch den Energiesatz integriert:

$$\frac{mv^2}{2} = \varepsilon\varphi.$$

Hierin ist die kleine Elektronengeschwindigkeit im Potentialminimum von vornherein Null gesetzt.

Die Kontinuitätsgleichung:

$$I_a = 2\pi r l \varrho v.$$

Durch Elimination von ϱ und v erhalten wir

$$\frac{d^2\varphi}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{d\varphi}{dr} = \frac{4\pi I_a}{2\pi r l\sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}\varphi}} = \frac{A}{\sqrt{\varphi}}.$$

Da uns beim ebenen Problem ein Potenzansatz am einfachsten zum Ziele geführt hatte, versuchen wir es jetzt wieder mit dem Ansatz

$$\varphi = Cr^n.$$

Setzen wir ihn ein, so erhalten wir

$$n(n-1)\,Cr^{n-2} + n\,Cr^{n-2} = \frac{A}{r\sqrt{C}\,r^{n/2}}.$$

Der Ansatz erfüllt die Differentialgleichung, wenn

$$n - 2 = -\frac{n}{2} - 1 \quad \text{oder} \quad \frac{3}{2}n = 1 \quad \text{oder} \quad n = \frac{2}{3}.$$

Zur Bestimmung von $C^{3/2} = \frac{\varphi^{3/2}}{r}$ erhalten wir:

$$C\left(-\frac{2}{3}\cdot\frac{1}{3}+\frac{2}{3}\right) = \frac{A}{\sqrt{C}}; \quad C^{3/2} = \frac{\varphi^{3/2}}{r} = \frac{A}{4/9} = \frac{9}{2l}\frac{I_a}{\sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}}}$$

oder

$$I_a = \frac{2l}{9r}\sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}}\,\varphi^{3/2}.$$

Da der Glühdraht sehr dünn ist, für seine Oberfläche angenähert $r = 0$ gilt, so können wir wieder für φ den Wert u_a setzen. Rechnen wir φ in Volt, I_a in Ampere, so erhalten wir

$$I_a = 1{,}465 \cdot 10^{-5}\frac{l}{r}u_a^{3/2}\ \text{Amp. (Formel von Langmuir).}$$

Die Glühdrahtlänge l und der Anodenradius r sind in gleichem, sonst beliebigem Maße zu messen.

Die partikulare Lösung $\varphi = C r^n = C r^{2/3}$ liefert wieder unendliche Raumladungsdichte und die Geschwindigkeit Null auf der Glühdrahtoberfläche. — Die Grenzbedingung $\frac{d\varphi}{dr} = 0$ für $r = 0$ ist aber nicht erfüllt.

Bevor wir behaupten können, daß die Langmuirsche Formel eine brauchbare Näherungslösung unserer Differentialgleichungen ist, müssen wir sie der Grenzbedingung $\frac{d\varphi}{dr} = 0$ entsprechend korrigieren und ermitteln, unter welchen Bedingungen diese Korrektur klein wird.

Es ist plausibel und es wird auch durch die Messungen bestätigt, daß für dünne Glühdrähte und weite Anoden die Korrektur der Formel klein wird. Wir setzen daher an:

$$\varphi = C r^{2/3} B,$$

wobei B für große r-Werte sich immer mehr der 1 nähert. Zur Vereinfachung der Differentialgleichung führen wir für r

$$\gamma = \ln\frac{r}{r_0}\ (r_0 = \text{Glühdrahtradius})$$

ein,

$$r = r_0 e^\gamma; \quad dr = r_0 e^\gamma d\gamma; \quad \frac{d\ldots}{dr} = \frac{1}{r_0 e^\gamma}\frac{d\ldots}{d\gamma}.$$

Damit geht die Differentialgleichung über in

$$\frac{d^2\varphi}{d\gamma^2} = \frac{2 I_a r_0}{l\sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}}}\,\frac{e^\gamma}{\sqrt{\varphi}} = A\,\frac{e^\gamma}{\sqrt{\varphi}}$$

mit den Grenzbedingungen

$$\varphi = 0 \quad \text{und} \quad \frac{d\varphi}{d\gamma} = 0 \quad \text{für} \quad \gamma = 0 \ (r = r_0; \ \text{Glühdrahtoberfläche}).$$

Für außerordentlich kleine γ-Werte muß sich die Lösung an die für das ebene Problem anschließen, d. h. φ muß mit $(r - r_0)^{4/3} = x^{4/3}$ ansteigen. Da

$$\gamma = \ln\frac{r}{r_0} = \ln\frac{r_0 + x}{r_0} = \ln\left(1 + \frac{x}{r_0}\right) \approx \frac{x}{r_0} \ \text{für} \ \frac{x}{r_0} = \frac{r - r_0}{r_0} \ll 1,$$

muß der Korrektionsfaktor für sehr kleine γ in $\gamma^{4/3}$ übergehen. Wir werden also

$$B = \beta^{4/3}; \quad \beta = \gamma + c_2\gamma^2 + c_3\gamma^3 + c_4\gamma^4 + \cdots$$

ansetzen. Für φ erhalten wir den Ansatz $\varphi = C e^{2/3\,\gamma}\beta^{4/3}$ mit den Grenzbedingungen

$$\varphi = 0; \quad \frac{d\varphi}{d\gamma} = 0 \quad \text{für} \quad \gamma = 0.$$

Für große γ-Werte ist $\beta = 1$ zu erwarten. Durch Einsetzen des Ansatzes in die Differentialgleichung erhalten wir für β folgende Differentialgleichung:

$$\frac{d^2\varphi}{d\gamma^2} = \frac{4}{9}\,C e^{2/3\,\gamma}\left(\beta^{4/3} + 4\beta^{1/3}\beta' + \beta'^2\beta^{-2/3} + 3\beta''\beta^{1/3}\right) = \frac{A' e^\gamma}{\sqrt{C}\,e^{1/3\,\gamma}\,\beta^{2/3}}$$

oder

$$\beta^2 + 4\beta\beta' + \beta'^2 + 3\beta\beta'' = 1.$$

Aus den alten Grenzbedingungen $\frac{d\varphi}{d\gamma} = 0$ und $\varphi = 0$ für $\gamma = 0$ folgen für β die Grenzbedingungen

$$\beta = 0 \quad \text{und} \quad \frac{d\beta}{d\gamma} = 0 \quad \text{für} \quad \gamma = 0.$$

Die gliedweise Berechnung der Konstanten unserer Potenzreihe c_2, c_3 usw. ergibt

$$\beta = \gamma - \frac{2}{5}\gamma^2 + \frac{11}{120}\gamma^3 - \frac{47}{3300}\gamma^4 + \cdots$$

Da diese Reihe schlecht konvergiert, hat Adams für β die Funktion $1 - e^{-u}$ substituiert und für μ die Reihe

$$\mu = \gamma + c_2' \gamma^2 + c_3' \gamma^3 + c_4' \gamma^4$$

angesetzt. Die Zahlenrechnung ergibt dann

$$\mu = \gamma + \frac{1}{10}\gamma^2 - \frac{1}{40}\gamma^3 + \frac{49}{6600}\gamma^4 + \frac{31\,723}{18\,480\,000}\gamma^5 + \cdots$$

Berechnung von I_a. Aus der Differentialgleichung erhalten wir

$$C^{3/2} = \frac{9}{4} A' = \frac{9}{2} \frac{I_a}{l\sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}}} = \frac{\varphi^{3/2}}{r\beta^2}$$

oder

$$I_a = \frac{2\,l\,\varphi^{3/2}}{9\beta^2 r\sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}}} = \frac{1{,}465 \, . \, 10^{-5}\, l}{\beta^2 r}\varphi^{3/2}\,\text{Amp.}$$

Die Langmuirsche Formel, die aus der partikulären Lösung $\varphi = C r^{2/3}$, welche die eine der Grenzbedingungen nicht erfüllte, abgeleitet wurde, ist durch den Faktor β^2 im Nenner zu korrigieren. Für β^2 erhält man folgende Werte:

r_a/r_d	β^2	r_a/r_d	β^2	r_a/r_d	β^2	r_a/r_d	β^2
1	0	2	0,275	5	0,775	9	0,925
1,25	0,045	2,5	0,405	6	0,818	10	0,940
1,5	0,116	3	0,512	7	0,867	15	0,978
1,75	0,200	4	0,665	8	0,902	∞	1

c) Der Potentialverlauf zwischen Glühdraht und Potentialminimum. Der Potentialverlauf zwischen Glühdraht und Potentialminimum interessiert uns einesteils, weil in der Langmuirschen Formel

$$i_a = 1{,}465 \, . \, 10^{-5} \frac{l\,\varphi^{3/2}}{r\beta^2}, \quad \varphi = \varphi_K + u_a, \quad \beta = \beta\left(\frac{r_m}{r_a}\right)$$

der Wert des Minimumpotentials φ_K und seine Lage (r_m) enthalten sind. Namentlich aber ist er wichtig zur Beurteilung der Gültigkeit der Formel für die Anlaufkurve: Denn in der Formel

$$i_a = I_s \sqrt{\frac{\varepsilon\varphi_m}{KT}}\, e^{-\frac{\varepsilon\varphi_m}{KT}}$$

ist φ_m die größte Gegenspannung, welche die Elektronen zu überwinden haben. Wir können u_a für φ_m erst dann einsetzen, wenn das Potentialminimum nicht mehr zwischen Anode und Kathode, sondern außerhalb der Anode in der analytischen Fortsetzung der Potentialkurve liegt.

Der Rechnung schicken wir wieder eine qualitative physikalische Überlegung voraus.

An den Anfang des Kapitels über die Raumladung setzten wir den Vergleich der Elektronen in der Röhre mit Sandkörnern, die aus einer Grube auf eine Schütte geworfen wurden und, auf der Schütte einen Berg bildend, zu einer Abfuhrstelle, der Anode, herunterflossen. Wir hatten bereits festgestellt:

Wenn man das untere Ende der Schütte hebt, wandert der Gipfel des Sandberges nach rechts zur Abfuhrstelle hin und wird dabei höher. Die Überlegungen über die Lage und Höhe des Gipfels wollen wir jetzt ergänzen durch die Frage: Wie hängt die Höhe des Sandberges und der den Gipfel überwindende „Sandstrom" von der „Fördermenge" und der Geschwindigkeit, mit welcher der Arbeiter den Sand auswirft, ab?

Der Sandstrom sinkt mit zunehmender Entfernung des Gipfels vom Anfang der Schütte, da mit dieser Entfernung die Gipfelhöhe steigt. Er steigt mit der Sandgeschwindigkeit. Elektrisch gesprochen: i_a sinkt mit der Entfernung der Anode r_a und steigt mit der Temperatur (der Temperaturgeschwindigkeit der Elektronen). — Bei gleichbleibender Entfernung des Gipfels wachsen Gipfelhöhe und Sandstrom beide mit der Geschwindigkeit. Es gelangen dann mehr Körner auf den Gipfel. Das Gefälle des Berges nach der Abfuhrstelle hin langt nicht mehr, um die erhöhte Fördermenge abrollen zu lassen. Ein Teil des Überschusses bleibt auf dem Gipfel liegen und erhöht ihn. Hierdurch nimmt das Gefälle zu und, da ein größerer Teil der „Fördermenge" von dem erhöhten Gipfel zurückrollt, der Sandstrom ab, bis sich ein neuer stationärer Zustand eingestellt hat. Höhe des Gipfels und Sandstrom wachsen auch beide mit der Fördermenge, aber nur in geringem Maße.

Um alle diese Verhältnisse quantitativ überblicken zu können, muß man das Bergprofil — die Potentialkurve — berechnen. Es ist zu erwarten, daß sie von der „Fördermenge", elektrisch gesprochen: dem

Sättigungsstrom, und von der Geschwindigkeit — der Temperatur — abhängt.

Abb. 182 gibt einen Überblick über den Potentialverlauf; man vergleiche sie mit Abb. 187. Die Potentiale sind vom Potentialminimum aus gerechnet. Die Sättigungsspannung U_s und die Grenzspannung U_0, unterhalb welcher die Formel für die Anlaufkurve gilt, sind eingezeichnet.

Abb. 182. Potentialverlauf in der Röhre.

Vorbemerkung über die Abhängigkeit der Dichte ϱ vom Potential φ. Die Potentialverteilung wird wieder, wie bei allen Raumladungsaufgaben durch $\Delta\varphi = -4\pi\varrho$ bestimmt. Die Dichte ϱ berechnen wir wieder aus der Kontinuitätsgleichung aus dem von der Kathode in radialer Richtung weglaufenden Strome i_1 und dem zurücklaufenden Strome i_2:

$$\varrho = \frac{i_1}{2\pi r l v_1} + \frac{i_2}{2\pi r l v_2},$$

worin v_1 und v_2 geeignete Mittelwerte der Geschwindigkeit sind. Dicht an der Anode wird der rücklaufende Strom i_2 neben i_1 vernachlässigt werden können. In der Nähe der Kathode hingegen werden i_1 und i_2 ebenso wie v_1 und v_2 einander gleich werden. Es gilt dann

$$\varrho = \frac{2i}{2\pi r l v}.$$

Mit der strengen Formel für ϱ zu rechnen, wird zu umständlich. Wir wollen daher im ganzen Gebiet zwischen der Anode, die mit dem Potentialminimum zusammenfallen möge, und der Kathode mit der etwas zu großen Dichte $\varrho = \frac{2i}{2\pi r l v}$ rechnen und von vornherein überlegen, in welcher Art der hierbei begangene Fehler sich auswirkt. Nach $\Delta\varphi = -4\pi\varrho$ wird die Potentialkurve um so stärker gekrümmt, je größer die Dichte ϱ ist. Unsere Potentialkurven werden daher eine zu starke Krümmung haben, das Minimum zu nahe an die Kathode rücken. Findet man, daß es außerhalb der Anode liegt und daß infolgedessen die Formel für die Anlaufkurve gilt, so gilt dies ganz sicher. — Da ferner die dichteste Raumladung auf der Kathode, und

somit die stärkste Krümmung der φ-r-Kurve dicht am Glühdraht liegt, und da dort die Formel $i_a = I_s e^{-\frac{\varepsilon \varphi}{KT}}$ besser als

$$i_a = \frac{2}{\sqrt{\pi}} I_s \sqrt{\frac{\varepsilon \varphi}{KT}} e^{-\frac{\varepsilon \varphi}{KT}}$$

gilt, wollen wir die einfachere Formel für das ganze Gebiet einsetzen.

Ausführung der Berechnung. a) Der Zusammenhang zwischen ϱ und I_a. Wenn wir $\frac{m}{2KT}$ mit β abkürzen, erhalten wir für die Dichte ϱ_1 auf der Kathodenoberfläche:

$$\varrho_1 = \int_0^\infty C e^{-\beta \mathfrak{v}^2} d\mathfrak{v} = \frac{C}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\beta}},$$

und für den Strom:

$$I_a = \int_0^\infty C \mathfrak{v} e^{-\beta \mathfrak{v}^2} d\mathfrak{v}\, 2\pi r l = \frac{C \pi r l}{\beta}, \quad \varrho_1 = \frac{I_a}{2\pi r l} \sqrt{\pi \beta}.$$

ϱ_1 ist dann die Dichte der von der Kathode abwandernden Elektronen, 0 das Minimumpotential, $+\varphi_m$ das der Kathode. Wir hatten vereinbart:

$$\varrho = 2\varrho_1, \quad I_a = I_s e^{-\frac{\varepsilon(\varphi_m - \varphi)}{KT}},$$

$$\varrho_1 = \varrho_m \frac{r_m}{r} e^{+\frac{\varepsilon \varphi}{KT}}, \quad \varrho_m = \frac{I_a \sqrt{\pi \beta}}{2\pi r_m l} = \frac{I_s e^{-\frac{\varepsilon \varphi_m}{KT}}}{2\pi r_m l} \sqrt{\pi \beta}$$

zu setzen, wenn ϱ_m die Dichte im Potentialminimum ist. Die zu lösende Differentialgleichung lautet dann:

$$\frac{d^2 \varphi}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\varphi}{dr} = \frac{8\pi I_s \sqrt{\pi \beta}}{2\pi r_m l} e^{-\frac{\varepsilon \varphi_m}{KT}} e^{+\frac{\varepsilon \varphi}{KT}} = 8\pi \varrho_m r_m^2 e^{+\frac{\varepsilon \varphi}{KT}}.$$

Führen wir $\frac{\ln r}{r_0} = \gamma$ ein:

$$\frac{d^2 \varphi}{d\gamma^2} = 8\pi \varrho_m r_m^2 e^{+\frac{\varepsilon \varphi}{KT} + \gamma}.$$

Die Grenzbedingungen lauten: Im Potentialminimum ist $\varphi = 0$ und $\frac{d\varphi}{d\gamma} = 0$ (Minimumbedingung).

Zwischenrechnung (für eilige Leser zu überschlagen):
Man substituiere:

$$\psi = \frac{\varepsilon \varphi}{KT} + \gamma.$$

Die Differentialgleichung erhält dann die Gestalt:

$$\frac{KT}{\varepsilon} \frac{d^2 \psi}{d\gamma^2} = 8 \pi \varrho_m r_m^2 e^{\psi}$$

mit dem Integral [1]):

$$\left(\frac{d\psi}{d\gamma}\right)^2 = A e^{\psi} + C,$$

worin C eine Integrationskonstante, A zur Abkürzung für $\frac{16 \pi \varepsilon}{KT} \varrho_m r_m^2$ gesetzt ist. Die Anfangsbedingungen lauten:

$\psi = 0$ (aus $\varphi = 0$) und $\frac{d\psi}{d\gamma} = 1$ $\left(\text{aus } \frac{d\varphi}{d\gamma} = 0\right)$ für $\gamma = 0$.

Aus ihnen berechnet sich C zu:

$$C = 1 - A.$$

Weiter substituiere man:

$$e^{\psi} = x^{-2}, \quad \sqrt{1 - \frac{1}{A} x} = y.$$

Die Differentialgleichung erhält endlich die einfache Form:

$$\frac{-dy}{\sqrt{1 - y^2}} = \sqrt{A - 1} \frac{d\gamma}{2}$$

mit der Lösung:

$$y = \cos \sqrt{A - 1} \frac{\gamma + \gamma_0}{2},$$

worin γ_0 die zweite Integrationskonstante ist. Führt man die Substitutionen rückwärts aus, erhält man als Endresultat:

$$\varphi = \frac{KT}{\varepsilon} \left[\ln \left\{ \left(1 - \frac{1}{A}\right) (1 + \mathrm{tg}^2 \sqrt{A - 1}) \frac{\gamma + \gamma_0}{2} \right\} - \gamma \right].$$

Die zweite Integrationskonstante γ_0 ist aus der noch nicht ausgenutzten Grenzbedingung $\varphi = 0$ für $\gamma = 0$ zu berechnen. Schätzen wir den Wert für A ab, in dem wir z. B. für $T = 2000^0$, für $l = 2$ cm,

[1]) Man multipliziere die Differentialgleichung mit $d\psi$.

$$\frac{KT}{\varepsilon} \frac{d^2 \psi}{d\gamma^2} d\psi = \frac{KT}{\varepsilon} \frac{d\psi}{d\gamma} d \frac{d\psi}{d\gamma}!$$

für $r_m = r_a = 1$ cm, $i_a = 10^{-6}$ Ampere wählen, so erhalten wir für A immer noch einen Wert, der groß gegen 1 ist. Berücksichtigen wir dies, so ergibt sich für γ_0 Null.

Berechnung der Grenzspannung U_0. Die Grenzspannung U_0 war dadurch definiert, daß das Potentialminimum gerade auf die Anode gerückt ist. Unsere Gleichung für den Verlauf der Potentialkurve gestattet U_0 zu berechnen, wenn wir für r_m r_a einsetzen. Führen wir zur Vereinfachung noch für $\frac{u_a}{KT}$ die Bezeichnung $\mathfrak{n}$ ein, und setzen wir den Wert für A ein, so erhalten wir mit

$$A = \frac{16\,\pi\,\varepsilon\,\varrho_m\,r_m^2}{KT} = \frac{16\,\pi\,\varepsilon\sqrt{\pi\beta}}{2\,\pi\,l\,KT}\,r_m I_s \frac{2}{\sqrt{\pi}}\sqrt{\mathfrak{n}}\,e^{-\mathfrak{n}}$$

$$\frac{\varepsilon u_a}{KT} = \mathfrak{n} = \ln\left\{1 + \operatorname{tg}^2\sqrt{\frac{16\,\pi\,\varepsilon\sqrt{\pi\beta}}{2\,\pi\,l\,KT}\,r_m I_s\frac{2}{\sqrt{\pi}}\sqrt{\mathfrak{n}}\,e^{-\mathfrak{n}}}\,\frac{\gamma}{2}\right\} - \gamma,$$

oder invertiert:

$$\sqrt{e^{\mathfrak{n}-\gamma}-1} = \operatorname{tg}\sqrt{\cdots}\,\frac{\gamma}{2} \quad \text{und} \quad \sqrt{\frac{\sqrt{\pi}\,e^{\mathfrak{n}}}{2\sqrt{\mathfrak{n}}}}\operatorname{arctg}\sqrt{e^{\mathfrak{n}+\gamma}-1}$$

$$= \sqrt{\frac{16\,\pi\,\varepsilon}{2\,\pi\,K}}\sqrt{\frac{\pi\,m}{2\,K}}\sqrt{\frac{r_a I_s}{l\,T^{3/2}}}\frac{\gamma}{2} = 2{,}60\,.\,10^5\sqrt{\frac{r_a I_s}{l\,T^{3/2}}}\,\gamma.$$

Wenn man für

$$\frac{1}{2}\sqrt{\frac{16\,\pi\,\varepsilon}{2\,\pi\,K}}\sqrt{\frac{\pi\,m}{2\,K}}$$

die Zahlen einsetzt, erhält man $2{,}60\,.\,10^5$.

Näherungsformel für den Grenzstrom, den man unterschreiten muß, wenn die Formel für den Anlaufstrom gelten soll. Wir wollen das Verhältnis $\frac{I_s}{I} = \frac{\sqrt{\pi}}{2}\frac{e^{\mathfrak{n}}}{\sqrt{\mathfrak{n}}}$ mit z bezeichnen. Da sich z als eine große Zahl ergeben wird, die $e^{-\gamma} = \frac{r_a}{r_d}$ bedeutend übersteigt, können wir für

$$\operatorname{arctg}\sqrt{e^{\mathfrak{n}+\gamma}-1} \text{ den Wert } \frac{\pi}{2}$$

einsetzen. Wir erhalten dann die sehr einfache Formel:

$$\frac{I_s}{I} = z = (2{,}60\,.\,10^5)^2\,\frac{r_a I_s}{T^{3/2}\,l}\left(\ln\frac{r_a}{r_d}\right)^2\frac{4}{\pi^2},$$

und für den Grenzstrom, den man unterschreiten muß, wenn die Anlaufkurve gelten soll:

$$I = \frac{T^{3/2} l}{r_a \left(\ln \frac{r_a}{r_d}\right)^2} \left(\frac{\pi}{2 \, . \, 2{,}6 \, . \, 10^5}\right)^2 = \frac{T^{3/2} l}{r_a \left(\ln \frac{r_a}{r_d}\right)^2} \, 0{,}37 \, , 10^{-10}.$$

Die Formel bestätigt unsere qualitativen Überlegungen am Anfang dieses Paragraphen auf S. 187: Der Grenzstrom I sinkt mit wachsenden r_a und steigt mit der Temperatur T. Darüber hinaus lehrt die Formel, daß der Grenzstrom $I = i_{a0}$ mit abnehmendem Glühdrahtradius sinkt.

Zahlenbeispiel: Es sei $I_s = 10$ mA, $l = 2$ cm, $T = 2000^0$, $r_a = 0{,}3$ cm, $r_d = 0{,}01$ cm. Dann erhält man für I:

$$I = 2000^{3/2} \cdot \frac{0{,}37 \, . \, 10^{-10}}{0{,}3 \, (\ln 30)^2} = 1{,}9 \, . \, 10^{-6} \text{ Amp.}$$

Die zugehörige Grenzspannung ist dann aus der Formel für die Anlaufkurve zu berechnen.

$$U_0 = -\frac{KT}{\varepsilon} \ln \frac{J}{J_s} = -8{,}6 \, . \, 10^{-5} \; 2000 \, . \, 2{,}3 \log \frac{1{,}9 \, . \, 10^{-6}}{10^{-2}}$$
$$= 8{,}6 \, . \, 2 \, . \, 2{,}3 \, . \, 3{,}7 \, . \, 10^{-2} = 1{,}46 \text{ Volt.}$$

3. Abweichungen des Kennlinienverlaufs von der $u^{3/2}$-Kurve.

a) Abweichungen infolge der Heizspannung.

Bei der Besprechung des Einflusses der Heizspannung wollen wir davon ausgehen, daß die Langmuirsche Formel gelte, wenn der Glühdraht eine Äquipotentialkathode wäre; die Lage des Potentialminimums soll also jetzt nicht berücksichtigt werden.

Wir wollen zunächst den Fall betrachten, daß $u_a < u_h$. Es emittiert dann nicht der ganze Faden, sondern nur ein Stück von der Länge $l \cdot \frac{u_a}{u_h}$. Der Anfang des emittierenden Stückes hat gegen die Kathode die Spannung 0, das Ende die Spannung u_a. Teilen wir den Faden in kleine Stücke dx ein, so hat ein Stück in der Entfernung x vom Anfang des emittierenden Stückes die Spannung $u_h \cdot \frac{x}{l}$ und sendet einen Strom

$$d i_a = 1{,}465 \, . \, 10^{-5} \frac{dx}{r} \left(u_h \frac{x}{l}\right)^{3/2}$$

r Anode. Der gesamte Strom ist dann:

$$i_a = \frac{1{,}465 \cdot 10^{-5}\left(\frac{u_h}{l}\right)^{3/2}}{r} \int_0^{l u_a/u_h} x^{3/2}\,dx$$

$$= \frac{1{,}465 \cdot 10^{-5}}{r}\left(\frac{u_h}{l}\right)^{3/2} \frac{2}{5}\left(l\,\frac{u_a}{u_h}\right)^{5/2} = \frac{1{,}465 \cdot 10^{-5} \cdot l}{u_h\, r}\,\frac{2}{5}\,u_a^{5/2}.$$

ese Formel gilt von $u_a = 0$ bis $u_a = u_h$. Die Heizspannung ver-
cht die Kennlinie.

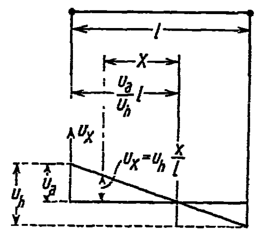


Abb. 183. Berücksichtigung der Heizspannung: $u_a < u_h$.

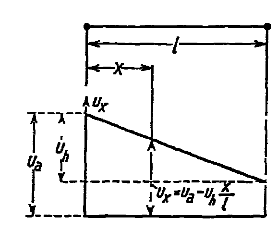


Abb. 184. Berücksichtigung der Heizspannung: $u_a > u_h$.

Fall $u_a > u_h$. Ein Stück dx in der Entfernung x vom nega-
en Glühdrahtende hat die Spannung $u_a - u_h \frac{x}{l}$ gegen die Anode
d emittiert:

$$d i_a = \frac{1{,}465 \cdot 10^{-5}\, dx}{r}\left(u_a - u_h\,\frac{x}{l}\right)^{3/2},$$

$$i_a = \int_0^l \frac{1{,}465 \cdot 10^{-5}}{r}\left(u_a - u_h\frac{x}{l}\right)^{3/2} dx.$$

Substitution:

$$y = u_a - \frac{u_h\, x}{l},$$

$$= -\int_{u_a}^{u_a - u_h} \frac{1{,}465 \cdot 10^{-5}}{u_h}\,\frac{l}{r}\, y^{3/2}\, dy = \frac{1{,}465 \cdot 10^{-5}}{{}^5/_2\, u_h}\,\frac{l}{r}\,[u_a^{5/2} - (u_a - u_h)^{5/2}].$$

Für $u_a \gg u_h$ geht, wie die Entwicklung von $(u_a - u_h)^{5/2}$ nach
n binomischen Lehrsatz zeigt, die Formel richtig in die Lang-

muirsche über. — Rechnet man die Anodenspannung von der Mitte des Glühdrahtes aus, wir wollen sie mit u'_a bezeichnen, so erhält man:

$$i_a = \frac{1{,}465 \,.\, 10^{-5}}{u_h} \cdot \frac{l}{r} \frac{2}{5} \left[\left(u'_a + \frac{u_h}{2} \right)^{5/2} - \left(u'_a - \frac{u_h}{2} \right)^{5/2} \right]$$
$$= 1{,}465 \,.\, 10^{-5} \frac{l}{r} \left[u'^{\,3/2} + \frac{u'^{\,-1/2}_a u_h^2}{32} \right]$$
$$= 1{,}465 \,.\, 10^{-5} \frac{l}{r} u'^{\,3/2}_a \left[1 + \frac{1}{32} \left(\frac{u_h}{u_a} \right)^2 \right],$$

u_a in Volt, i_a in Ampere. Der Fehler der einfachen Langmuirschen Formel ist nur von der Größenordnung $\left(\frac{u_h}{u_a}\right)^2$.

Abrundung des oberen Knickes. In der Nähe des Sättigungsstromes verläuft die Langmuirsche Kurve mit geringer Krümmung. Wir nähern sie durch eine Gerade mit der Steilheit S an, die mit einem scharfen Knick in die horizontale Sättigungskurve übergeht.

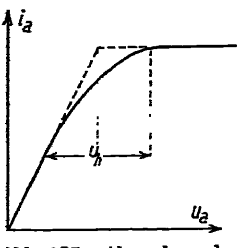


Abb. 185. Abrundung des oberen Knickes durch die Heizspannung.

Eine der vorigen analoge Integration führt uns zu dem Resultat, daß der obere Knick auf einer Breite u_h parabolisch abgerundet wird. Abb. 185 gibt einen Überblick über die Abrundungen durch die Heizspannung.

b) Abweichungen infolge der ungleichmäßigen Fadentemperatur.

Wenn wir die im vorigen Abschnitt gegebene Berechnung der Integrale zeichnerisch durchführen, gewinnen wir ein graphisches Verfahren, das wir sehr leicht auch zur Behandlung des Einflusses der ungleichmäßigen Temperaturverteilung erweitern können.

$$i_a = \int_0^l \frac{1{,}465 \,.\, 10^{-5}}{r} \left(u_a - \frac{u_h x}{l} \right)^{3/2} dx$$

stellt sich graphisch als die Fläche dar, welche die Kurve

$$y = 1{,}465 \,.\, 10^{-5} \frac{1}{r} \left(u_a - u_h \frac{x}{l} \right)^{3/2}$$

begrenzt. Vgl. Abb. 186: wagerecht schraffierte Fläche. y war die Strom„dichte", d. h. der Strom je Zentimeter Glühdrahtlänge.

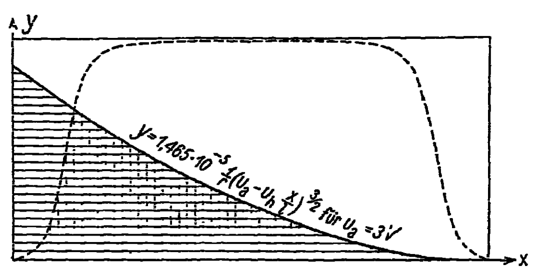


Abb. 186. Beispiel $u_a = 3\,v$.

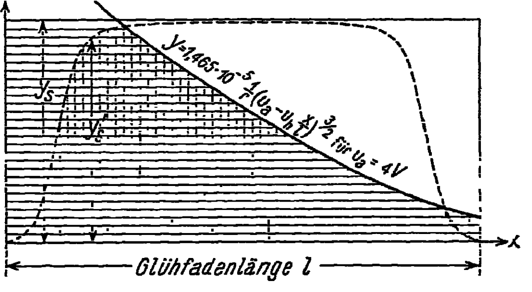


Abb. 187. Beispiel $u_a = 4\,v$.

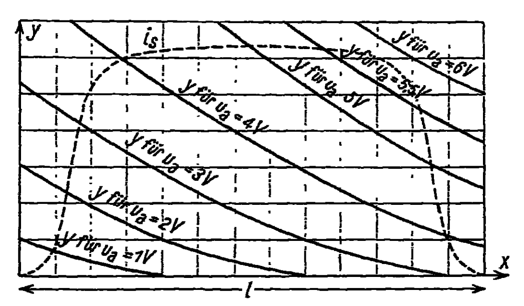


Abb. 188. Gesamtdiagramm.

Einfluß der ungleichmäßigen Temperaturverteilung auf die Kennlinienform.

Überschreitet y die Sättigungsstrom„dichte" y_s, so wird die Fläche $\int y\,dx$, welche den Strom i_a darstellt, durch die y-Kurve und die horizontale Gerade y_s begrenzt. Vgl. Abb. 187: wagerecht schraffierte

Fläche. — Wünscht man nun noch die ungleichmäßige Fadentemperatur zu berücksichtigen, so zeichne man sich die der Temperatur entsprechende Emissionskurve y_s (gestrichelte Kurven in Abb. 186 und 187) ein. Der Strom $i_a = \int y\,dx$ gleicht dann den senkrecht schraffierten Flächen, die von der y- und y_s-Kurve begrenzt sind. In Abb. 188 sind die y-Kurven für $u_a = 1$ Volt bis $u_a = 6$ Volt eingezeichnet und in Abb. 189 die durch Planimetrieren (Auszählen der Quadrate) erhaltene Charakteristik dargestellt.

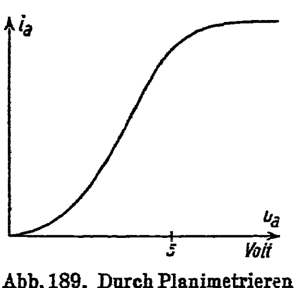


Abb. 189. Durch Planimetrieren gefundene Kennlinie.

4. Schottkysche Theorie der Verstärkerröhren. Berechnung des Durchgriffes.

a) Eingitterröhren.

Während Barkhausen seine Formel

$$di_a = S(du_g + D\,du_a)$$

rein phänomenologisch aus den experimentell aufgenommenen, parallel zueinander verlaufenden Kennlinien (Abb. 12) erschloß, geht Schottky[1]) einen rein theoretischen Weg. Wenn auch im einzelnen auf Schottkys ausgezeichnete und umfangreiche Arbeit verwiesen werden muß, möchte ich doch seine Grundanschauungen und Begriffe hier einfügen, namentlich um dem Leser, der mit den zwar ungenaueren, aber wesentlich einfacheren Barkhausenschen Vorstellungen zu arbeiten gewöhnt ist, durch Vergleich zwischen den Schottkyschen und Barkhausenschen Begriffen und Bezeichnungen die Lektüre der wichtigen Schottkyschen Arbeiten zu erleichtern.

Die Grundvorstellungen Schottkys sind folgende:

1. Es wird ein „effektives Gitterpotential" p eingeführt, das von dem wirklichen Gitterpotential v und dem Anodenpotential b abhängt. Barkhausen bezeichnet p mit u_{st} (Steuerspannung), v mit u_g und b mit u_a.

Dieses Effektivpotential p einer in der Gitterzylinderfläche liegend gedachten geschlossenen Metallfläche ist so bemessen, daß es in der

[1]) Schottky, Arch. f. Elektrotechn. 8, 1—31 u. 299—328 (1919).

Umgebung des Glühdrahtes dasselbe Feld hervorruft, wie v (u_g) und b (u_a) zusammen.

2. Das Effektivpotential (Steuerspannung) p (u_{st}) wird potentialtheoretisch unter Vernachlässigung der vom Glühdraht und der Raumladung ausgehenden Kraftlinien berechnet. Der Anodenstrom β (i_a) wird dann genau wie bei Barkhausen nach der Langmuirschen Formel für zylindrische Anordnungen:

$$\beta = 1{,}465 \,.\, 10^{-5} \frac{l}{r} p^{3/2}, \quad i_a = 1{,}465 \,.\, 10^{-5} \frac{l}{r} u_{st}^{3/2}$$

gefunden. r ist dabei der Radius des Gitterzylinders.

Die Anwendung der Langmuirschen Formel setzt stillschweigend voraus: Das Feld zwischen Glühdraht und Gitter (bzw. einer „Vorgitterfläche", vgl. Schottky, l. c. S. 22 oben) wird nach der Raumladungstheorie berechnet. In der Nähe des Gitters aber und noch mehr zwischen Gitter und Anode ist die Raumladung so dünn geworden, daß die von ihr ausgehenden elektrostatischen Kräfte neben denen der Ladungen auf den Gitterdrähten und dem Anodenblech vernachlässigt werden können. Hier kann infolgedessen das Feld rein potentialtheoretisch berechnet werden. Da das Gitter negativ geladen ist, fließt kein Gitterstrom. Anodenstrom und Emissionsstrom sind gleich.

3. Zur Ausführung der potentialtheoretischen Berechnung wird folgender Satz aus der Elektrostatik benutzt:

Wenn die Konduktoren 1, 2, 3 ... auf die Spannungen P_1, P_2, P_3 gebracht sind, so ist das Gesamtpotential φ durch Superposition folgender Potentiale zu erhalten:

φ_1 mit den Grenzbedingungen: Konduktor 1 auf Spannung P_1 gebracht, die übrigen Konduktoren an Spannung Null liegend.

φ_2 mit den Grenzbedingungen: Konduktor 2 auf Spannung P_2 gebracht, die übrigen Konduktoren an Spannung Null liegend.

φ_3 usf.

Da φ_1, φ_2, φ_3 usw. einzeln der Differentialgleichung $\Delta\varphi = 0$ genügen, so genügt auch die Summe $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3$ der Differentialgleichung. Die Summe genügt dann aber der Grenzbedingung:

Konduktor 1 auf Spannung P_1, Konduktor 2 auf Spannung P_2 usw. gebracht. $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 + \cdots$ ist somit die gesuchte Lösung.

Nun ist aber

$$\varphi_1 \sim P_1, \quad \varphi_2 \sim P_2, \quad \varphi_3 \sim P_3 \text{ usw.}$$

oder

$$\varphi_1 = \lambda P_1, \quad \varphi_2 = \mu P_2, \quad \varphi_3 = \nu P_3 \text{ usw.}$$

Das Gesamtpotential hat also die Form

$$\varphi = \lambda P_1 + \mu P_2 + \nu P_3 + \cdots,$$

wobei die Proportionalitätsfaktoren Funktionen der Raumkoordinaten sind. (λ ist z. B. die Potentialfunktion für die Grenzbedingnng: Konduktor 1 auf 1 Volt, die übrigen auf 0 Volt geladen.)

Unter dem Effektivpotential war aber das Potential in einem geeigneten Punkte des Gitterzylinders [z. B. mitten zwischen zwei Gitterdrähten[1])] verstanden. Für diesen speziellen Punkt haben die Raumfunktionen λ, μ, ν bestimmte von der geometrischen Anordnung der Elektroden abhängige Zahlenwerte. Wir erhalten somit:

$$p = \lambda v + \mu b + \nu n, \quad u_{st} = \lambda u_g + \mu u_a + \nu u_n$$

(wobei u_n z. B. das Potential eines Anodenschutzgitters ist).

Schottky bezeichnet λ mit dem Namen Gittereinfluß oder Steuerschärfe, μ Anodeneinfluß, ν Schutznetzeinfluß.

Bei Barkhausen ist $\lambda = 1$, μ wird mit Durchgriff D bezeichnet.

4. Zwischen λ, μ, ν besteht die Beziehung $\lambda + \mu + \nu + \cdots = 1$. Zur Ableitung dieser Beziehung erinnern wir an die vereinfachende Annahme, daß die von der Raumladung ausgehenden Kraftlinien vernachlässigt werden sollen. Wenn man also die Potentiale aller kalten Elektroden um ξ erhöht, so steigt im ganzen Raume das Potential um ξ, also steigt auch p um ξ. Wir erhalten dann die Beziehung

$$p + \xi = \lambda(v + \xi) + \mu(b + \xi) + \nu(n + \xi).$$

Zieht man hiervon

$$p = \lambda v + \mu b + \nu n$$

ab und dividiert man dann durch ξ, so erhält man die abzuleitende Gleichung

$$1 = \lambda + \mu + \nu.$$

Da nun μ, ν usw. stets klein gegen 1 sind, so ist die Barkhausensche Annahme $\lambda = 1$ stets in guter Annäherung gültig.

[1]) Die Definition des Effektivpotentials wird später nicht auf diese Weise durch Festlegung eines bestimmten Punktes, sondern in anderer Weise (vgl. S. 200 unten) erfolgen.

5. Für kleine Änderungen des Anodenstromes $\beta(i_a)$ schreibt Schottky genau wie Barkhausen:

$$\varDelta\beta = \frac{\partial\beta}{\partial v}\varDelta v + \frac{\partial\beta}{\partial b}\varDelta b, \quad \varDelta i_a = \frac{\partial i_a}{\partial u_a}\varDelta u_g + \frac{\partial i_a}{\partial u_a}\varDelta u_a.$$

Schottky bezeichnet $\frac{\partial\beta}{\partial v}$ mit β_v und nennt diese Größe Gitterempfindlichkeit; Barkhausen bezeichnet die gleiche Größe mit $\frac{\partial i_a}{\partial u_g} = S$, Steilheit der Charakteristik oder Kennlinie.

Schottky bezeichnet $\frac{\partial\beta}{\partial b}$ mit β_b und nennt β_b Anodenempfindlichkeit; Barkhausen nennt den reziproken Wert dieser Größe $\frac{1}{\partial i_a/\partial u_a} = R_i$, inneren Widerstand der Röhre.

Schottky nennt $\frac{\beta_v}{\beta_b} = \frac{\lambda}{\mu} = k$ Schutzwirkung; Barkhausen unterscheidet $1/k$ und μ nicht, da bei ihm $\lambda = 1$ ist, und nennt beides Durchgriff D. Während λ, μ, k und D nur von der geometrischen Anordnung der Elektroden abhängen, hängen β_v und β_b ebenso wie S und R_i vom Anodenstrom ab.

$$\beta_v = \lambda\frac{d\beta}{dp}, \quad \beta_b = \mu\frac{d\beta}{dp}, \quad S = 1\frac{di_a}{du_{st}}, \quad \frac{1}{R_i} = D\frac{di_a}{du_{st}},$$

wobei

$$\frac{d\beta}{dp} = \frac{di_a}{du_{st}} = \frac{l}{r}1{,}465 \,.\, 10^{-5}\frac{3}{2}u_{st}^{1/2} = \frac{l}{r}1{,}465 \,.\, 10^{-5}\frac{3}{2}p^{1/2}$$

ist.

6. Bisher unterscheidet sich die Schottkysche Theorie von der Barkhausenschen nur unwesentlich. Der einzige Unterschied besteht darin, daß Barkhausen angenähert $\lambda = 1$ setzt und daß rein äußerlich Buchstaben und Benennungen verschieden sind.

Wesentlich abweichend ist erst die Definition des Durchgriffes bei Schottky. Diese ist wohl am besten zu verstehen, wenn man den Grundgedanken der Berechnung des Steuereffektivpotentials verfolgt. Das sei an den beiden Beispielen der ebenen und zylindrischen Elektrodenanordnungen erläutert (Abb. 190 und 191).

Wie bereits erwähnt, sollen die vom Glühdraht bzw. Kathodenblech ausgehenden Kraftlinien vernachlässigt werden. Ihre Berück-

sichtigung könnte übrigens nachträglich nach einer bei der Berechnung der Doppelgitterröhren gegebenen Methode geschehen.) Es kommen dann nur die Potentiale b und v von Anode und Gitter in der Rechnung vor. Infolgedessen ist die Potentialfunktion φ proportional $(b - v)$ und kann dargestellt werden in der Form

$$\varphi = (b - v)\,\psi\,(x, y).$$

Dabei ist $\psi\,(x, y)$ eine potentialtheoretisch zu berechnende Funktion der Raumkoordinaten x, y; ψ hängt nur von der Anordnung und Dimensionierung der Elektroden, aber nicht von den Potentialen b und v ab.

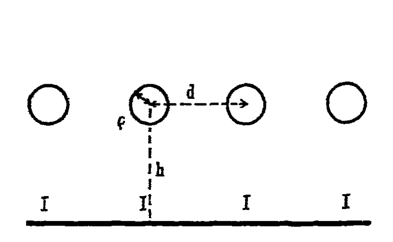


Abb. 190. Spiralgitter.

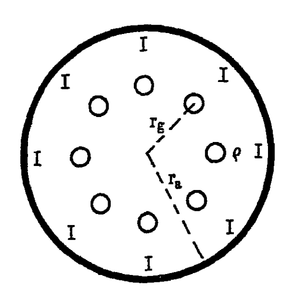


Abb. 191. Stabgitter.

Die Feldstärke $\mathfrak{E}$ wird ebenfalls $(b - v)$ proportional

$$\mathfrak{E} = (b - v)\,\chi\,(x, y).$$

Die Feldstärke auf der Anode ist im Schatten der Gitterdrähte (Stellen I, Abb. 190 und 191) am kleinsten. Sie schwankt um einen Mittelwert

$$\mathfrak{E}_m = (v - b)\,g_1 \text{ für ebene Anordnungen,}$$

$$\mathfrak{E}_m = (v - b)\,g_2 \text{ für zylindrische Anordnungen.}$$

Die Schwankungen der Feldstärke auf der Anode sind um so kleiner, je größer die Gitterdrahtzahl n ist. g_1 und g_2 sind bestimmte, nur von der geometrischen Anordnung der Elektroden abhängige Zahlenwerte. Sie sollen später berechnet werden.

Das Gittereffektivpotential definiert nun Schottky als das Potential einer in der Gitterfläche liegenden geschlossenen Metallfläche,

das so bemessen ist, daß auf der Anode die mittlere Feldstärke $\mathfrak{E}_m$ herrscht. Hieraus ergibt sich

$$\text{für ebene Anordnungen: } p - b = \mathfrak{E}_m \,.\, h,$$

$$\text{für zylindrische Anordnungen: } p - b = \mathfrak{E}_m r_a \ln \frac{r_a}{r_g}.$$

$$\left(\begin{array}{c} \text{Zwischenrechnung: } p - b = C \ln \frac{r_a}{r_g}, \\ C = \frac{p-b}{\ln \frac{r_a}{r_g}}, \quad \mathfrak{E} = \frac{C}{r_a} = \frac{p-b}{r_a \ln \frac{r_a}{r_g}}. \end{array} \right)$$

Setzt man die Werte für $\mathfrak{E}_m$ ein, so erhält man

$$\frac{v-b}{p-b} = \frac{1}{g_1 h} \text{ für ebene,}$$

$$= \frac{1}{g_2 r_a \ln \frac{r_a}{r_g}} \text{ für zylindrische Anordnungen.}$$

$\frac{v-b}{p-b}$ ist stets etwas größer als 1, für extrem enge Gitter gleich 1; es empfiehlt sich daher, die Werte $\frac{1}{g_1 h}$ bzw. $\frac{1}{g_2 r_a \ln \frac{r_a}{r_g}}$ auf die Form $1 + D$ zu bringen[1]). Man erhält dann

$$v - b = p - b + Dp - Db, \quad v - p = D(p - b), \quad v + Db = p(1 + D)$$

und für D:

$$D = \frac{v-p}{p-b},$$

für p:

$$p = \frac{v + Db}{1 + D},$$

oder mit Barkhausenschen Bezeichnungen

$$u_{st} = \frac{u_g + D u_a}{1 + D}.$$

---

[1]) Man könnte prinzipiell ebensogut $\frac{p-b}{v-b}$ auf die Form $1 - D$ bringen. Nur werden dann bei der Ausrechnung die Formeln komplizierter. Aus diesem rein rechentechnischen Grunde zog daher Schottky die im Text gegebene Darstellung vor.

Die durch diese Formeln definierte Größe D, die nun potentialtheoretisch berechenbar ist, nennt Schottky „Durchgriff". Vernachlässigt man wieder D neben 1, so kommt man auf den ursprünglichen Begriff Barkhausens vom Durchgriff zurück.

Nun sei zum Schluß noch die Berechnung der Größe D für zylindrische Anordnungen skizziert (Abb. 191).

φ soll der Differentialgleichung $\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = 0$ gehorchen, von der dritten in der Röhrenachse gelegenen Raumkoordinate unabhängig sein. φ muß also der reelle Teil einer komplexen Funktion $\psi(x + iy) = \psi(z) = \psi(r e^{i\tau})$ sein.

Die Grenzbedingungen lauten: φ soll in der Mitte der Gitterdrähte Pole haben und auf dem Anodenzylinder konstant sein. Die zweite Grenzbedingung: „φ auf dem Anodenzylinder konstant" wird nach der Spiegelmethode durch Pole im Abstand $\frac{r_a^2}{r_g}$ vom Glühdraht erfüllt. φ ist dann als Summe von logarithmischen Potentialen[1]) darzustellen.

$$\varphi = \sum_0^n {}^m B \ln r_m - \sum_0^n {}^m B \ln r_{1m},$$

wobei

$$r_m = z - r_g e^{\frac{2\pi i m}{n}},$$

$$r_{m1} = z - \frac{r_a^2}{r_g} e^{\frac{2\pi i m}{n}}$$

ist[2]).

Setzt man die Werte für r_m und r_{m1} ein, so erhält man:

$$\varphi = B\left[\ln \prod_0^n \left(z - r_g e^{\frac{2\pi i m}{n}}\right) - \ln \prod_0^n \left(z - \frac{r_a^2}{r_g} e^{\frac{2\pi i m}{n}}\right)\right]$$

$$= B\left\{\ln (z^n - r_g^n) - \ln\left[z^n - \left(\frac{r_a^2}{r_g}\right)^n\right]\right\},$$

da die $r_g e^{\frac{2\pi i m}{n}}$ die Wurzeln von $z^n - r_g^n = 0$ sind.

---

[1]) Ein Glied $e \ln r$, welches das Potential der Ladungen auf dem Glühdraht darstellt, ist nach der Bemerkung S. 199, Zeile 2 v. unten als klein vernachlässigt.

[2]) Die komplexe Größe z ist nicht mit der dritten Raumkoordinate zu verwechseln. In dieser rein mathematischen Betrachtung ist die in der Mathematik übliche Bezeichnungsweise $i = \sqrt{-1}$, $e = 2{,}718$ beibehalten.

Der reelle Teil der Potentialfunktion lautet:

$$\varphi = B\left\{\ln\sqrt{(r^{2n}\cos^2 n\tau - 2r^n r_g^n \cos n\tau + r_g^{2n}) + r^{2n}\sin^2 n\tau}\right.$$
$$\left. - \ln\sqrt{\left[r^{2n}\cos^2 n\tau - 2\left(\frac{r_a^2}{r_g}\right)^n r^n \cos n\tau + \left(\frac{r_a^2}{r_g}\right)^{2n}\right] + r^{2n}\sin^2 n\tau}\right\}$$
$$= B\left[\ln\sqrt{r^{2n} + r_g^{2n} - 2r^n r_g^n \cos n\tau}\right.$$
$$\left. - \ln\sqrt{r^{2n} + \left(\frac{r_a^2}{r_g}\right)^{2n} - 2r^n\left(\frac{r_a^2}{r_g}\right)^n \cos n\tau}\right].$$

Um die Amplitude B durch $v - b$ ausdrücken zu können, müssen wir nunmehr die Werte des Potentials für die Anodenoberfläche und für die Glühdrahtoberfläche berechnen: Als Punkt auf der Gitterdrahtoberfläche kann man entweder den Punkt $z = r_g + \varrho$ oder den Punkt $z = r_g + i\varrho$ wählen, wenn ϱ der Gitterdrahtradius ist.

In beiden Fällen erhält man durch Reihenentwicklung [1]) und Abbrechen der Reihen hinter dem quadratischen Gliede:

$$\varphi_{(r=r_g+\varrho)} = \varphi_{(r=r_g+i\varrho)} = nB\left\{\frac{1}{n}\log\sqrt{2\left[1-\cos\left(\frac{n\cdot\varrho}{r_g}\right)\right]} - 2\log\frac{r_a}{r_g}\right\}$$
$$nB\left[\frac{\log}{n}\left(\frac{n\varrho}{r_g}\right) - 2\log\frac{r_a}{r_g}\right] = v + k.$$

Dabei ist in beiden Fällen n als groß, $n\tau = n\varrho/r_g$ als klein angenommen.

Für den Fall $z = r_g + i\varrho$ ist außerdem $1 - (r_a/r_g)^{2n} \approx r_a^{2n}/r_g$ gesetzt.

Der Potentialwert auf dem Anodenzylinder ergibt sich zu

$$\varphi_{(r=r_a)} = -nB\log\frac{r_a}{r_g} = b + k,$$

wobei $k = \varphi\,(r = 0)$.

Nunmehr kann die Amplitude B bzw. nB durch $v - b$ ausgedrückt werden

$$v - b = nB\left[\frac{1}{n}\log\left(\frac{n\varrho}{r_g}\right) - \log\frac{r_a}{r_g}\right]$$

oder

$$nB = \frac{v - b}{\log\frac{r_a}{r_g}\left(1 + \frac{\log\frac{r_g}{n\varrho}}{n\cdot\log\frac{r_a}{r_g}}\right)}.$$

[1]) Ausführung einfacher für $z = r_g + i\varrho$.

Die Feldstärke in radialer Richtung ist

$$\mathfrak{E} = \frac{\partial \varphi}{\partial r} = \frac{B}{r}\left\{\frac{n r^n (r^n - r_g^n \cos n\tau)}{r^{2n} + r_g^{2n} - 2 r^n r_g^n \cos n\tau} - \frac{n r^n \left[r^n - \left(\frac{r_a^2}{r_g}\right)^n \cos n\tau\right]}{r^{2n} + \left(\frac{r_a^2}{r_g}\right)^{2n} - 2 r^n \left(\frac{r_a^2}{r_g}\right)^n \cos n\tau}\right\}.$$

$$\mathfrak{E}_{(r=r_a)} = \frac{B n}{r_a}\left[r_a^n \cdot \frac{r_a^n - r_g^n \cos n\tau}{r_a^{2n} + r_g^{2n} - 2 r_a^n r_g^n \cos n\tau} - \frac{\left(\frac{r_a}{r_g}\right)^n}{\left(\frac{r_a}{r_g}\right)^{2n}} \frac{r_g^n - r_a^n \cos n\tau}{r_g^{2n} + r_a^{2n} - 2 r_a^n r_g^n \cos n\tau}\right]$$

$$= \frac{B n}{r_a} \frac{r_a^{2n} - r_g^{2n}}{r_a^{2n} + r_g^{2n} - 2 r_a^n r_g^n \cos n\tau}$$

$$= \frac{B n}{r_a} \frac{1 - \left(\frac{r_g}{r_a}\right)^{2n}}{1 + \left(\frac{r_g}{r_a}\right)^{2n} - 2\left(\frac{r_g}{r_a}\right)^n \cos n\tau}.$$

Den Mittelwert $\mathfrak{E}_m$ erhalten wir, wenn wir die Formel unter der Annahme eines sehr großen n vereinfachen, d. h. $(r_g/r_a)^n$ neben 1 vernachlässigen.

Für acht Gitterdrähte und $\frac{r_g}{r_a} = \frac{2}{3}$ würde dann $\left(\frac{2}{3}\right)^8$ oder 0,029 neben 1 zu streichen sein. Wir erhalten dann

$$\mathfrak{E}_m = \frac{n \, . \, B}{r_a}$$

oder, wenn man den Wert für $n B$ einsetzt,

$$\mathfrak{E}_m = \frac{v - b}{r_a \log \frac{r_a}{r_g}\left(1 + \frac{\log \frac{r_g}{n \varrho}}{n \log \frac{r_a}{r_g}}\right)}.$$

Kontrolle: Für eine auf den Gitterzylinder gleichmäßig verteilte Ladung $2B$ erhält man dasselbe $\mathfrak{E}_m$.

Nun ist schließlich noch dieser Wert für $\mathfrak{E}_m$ in die Formel für $p - b$ einzusetzen:

$$p - b = \mathfrak{E}_m r_a \ln \frac{r_a}{r_g} = \frac{v - b}{1 + \dfrac{\ln \dfrac{r_a}{n\varrho}}{n \ln \dfrac{r_a}{r_g}}}$$

oder

$$\frac{v - b}{p - b} = 1 + \frac{\ln \dfrac{r_g}{\varrho n}}{n \log \dfrac{r_a}{r_g}} = 1 + D.$$

Damit ist der Durchgriff berechnet. Die Formel sagt aus, wie zu erwarten ist: Der Durchgriff sinkt mit zunehmender Drahtzahl n, mit zunehmender Gitterdrahtdicke und mit zunehmenden r_a/r_g oder zunehmendem Anodenabstand.

Zahlenbeispiel: Das Gitter bestehe aus acht Drähten von $^1/_4$ m Durchmesser. Der Gitterzylinderradius sei 3 mm, der Anodenradius 4,5 mm. Dann ergibt sich ein Durchgriff

$$D = \frac{\ln \dfrac{r_g}{\varrho n}}{n \,.\, \ln \dfrac{r_a}{r_g}} = \frac{\ln \dfrac{3}{8 \cdot \frac{1}{4}}}{8 \ln \dfrac{4{,}5}{3}} = \frac{\ln \dfrac{3}{2}}{8 \ln \dfrac{3}{2}} = \frac{1}{8} = 12{,}5\,\%.$$

Für das ebene Problem hat Schottky den Durchgriff im Anschluß an Maxwell berechnet: Die Potentialfunktion lautet hier

$$\varphi = b + A \left[\ln 2 \sin \frac{\pi}{d} [x + i(y - h)] - \ln 2 \sin \frac{\pi}{d} [x + i(y + h)] \right].$$

Als Gitterdrahtoberfläche wird der Punkt $z = \varrho + i h$ gewählt. Wenn h groß gegen c und d ist, gilt dann

$$v - b = \text{reeller Teil von } A \left[\ln 2 \sin \left(\frac{\pi}{d} \varrho \right) - \ln 2 \sin \left(\frac{\pi}{d} \cdot 2 i h \right) \right]$$

und da

$$i\, 2 \sin \frac{\pi}{d} 2 i h = 2 \operatorname{Sin} \frac{2 \pi h}{d} = 2 \left[\frac{e^{\frac{2\pi h}{d}} - e^{-\frac{2\pi h}{d}}}{2} \right] \approx e^{\frac{2\pi h}{d}},$$

$$v - b = A \left(\ln 2 \sin \frac{\pi \varrho}{d} - \frac{2 \pi h}{d} \right), \quad A = \frac{v - b}{\dfrac{2 \pi h}{d} \left(1 + \dfrac{d}{2 \pi h} \cdot \ln \dfrac{1}{2 \sin (\pi \varrho / d)} \right)}.$$

Nun ist wiederum die Feldstärke zu berechnen; zunächst ist der reelle Teil von φ zu bilden.

$$\varphi = A\left[\ln \sqrt{\sin^2\frac{\pi x}{d}\,\mathfrak{Cos}^2\frac{\pi}{d}(y-h) + \cos^2\frac{\pi x}{d}\,\mathfrak{Sin}^2\frac{\pi}{d}(y-h)}\right.$$
$$\left. - \ln \sqrt{\sin^2\frac{\pi}{d}r\,\mathfrak{Cos}^2\frac{\pi}{d}(y-h) + \cos^2\frac{\pi}{d}x\,\mathfrak{Sin}^2\frac{\pi}{d}(y-h)}\right].$$

Differenziert man φ nach x, setzt man $y = h$ ein und berücksichtigt man, daß für großes Argument $\mathfrak{Sin} = \mathfrak{Cof}$ wird, so erhält man schließlich

$$\mathfrak{E}_m = \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x}\right)_{y=0} = \frac{2\pi A}{d}$$

und

$$p - b = \mathfrak{E}_m h = \frac{b-v}{1 + \frac{d}{2\pi h}\left(\ln\frac{1}{2\sin\pi\varrho/d}\right)} = \frac{b-v}{1+D}.$$

Kontrolle: Für eine gleichmäßig auf der Gitterfläche verteilte Ladung $2A$ erhält man dasselbe $\mathfrak{E}_m$.

Die Formel zeigt, wie zu erwarten, daß der Durchgriff wächst mit wachsendem Drahtabstand d, mit abnehmender Entfernung der Anode vom Gitter und mit abnehmendem Gitterdrahtradius.

Abweichungen des Kennlinienverlaufes von der Gleichung.

Je nach der Dimensionierung der Röhre erhält man Kennlinien von der Form 192 bis 198. Die theoretische Kurve $i_a = c u^{3/2}$ ist gestrichelt zum Vergleich eingezeichnet. Für die Form 192 hat Rukop (Telefunken) die Bezeichnung „flau" eingeführt.

Die Kennlinienformel wurde unter der Annahme der Rotationssymmetrie abgeleitet. Wie die Diagramme 195 bis 197 zeigen, ist diese keineswegs vorhanden. Die Steuerspannung ist gewissermaßen für verschiedene Punkte des Glühdrahtes verschieden. Bei negativem Gitterpotential kann es z. B. vorkommen, daß die Teile 1 des Glühfadens (Abb. 195), die von den Gitterdrähten beschattet werden, noch gar nicht emittieren, während von den zwischen zwei Gitterdrähten liegenden Teilen 2 bereits ein starker Elektronenstrom i_{a1} ausgeht (Inselbildung). i_a ist die Summe der Teilströme i_{a1} und i_{a2}, deren Stärke durch die verschieden liegenden Teilkennlinien 1 und 2 (Abb. 196) in Abhängigkeit von u_g dargestellt ist. Als Summe von i_{a1} und i_{a2}

ergibt sich eine i_a-u_g-Kurve, wie in Abb. 196; die Einteilung in nur zwei Bereiche wurde der Einfachheit halber vorgenommen, da es nur darauf ankommt, die Erscheinung im Prinzip zu erklären.

Bei Röhren mit ebenen Gittern erhält man für die Stromanteile i_{a1} und i_{a2} in den Winkelräumen 1 und 2 (Abb. 197) die Teilkenn-

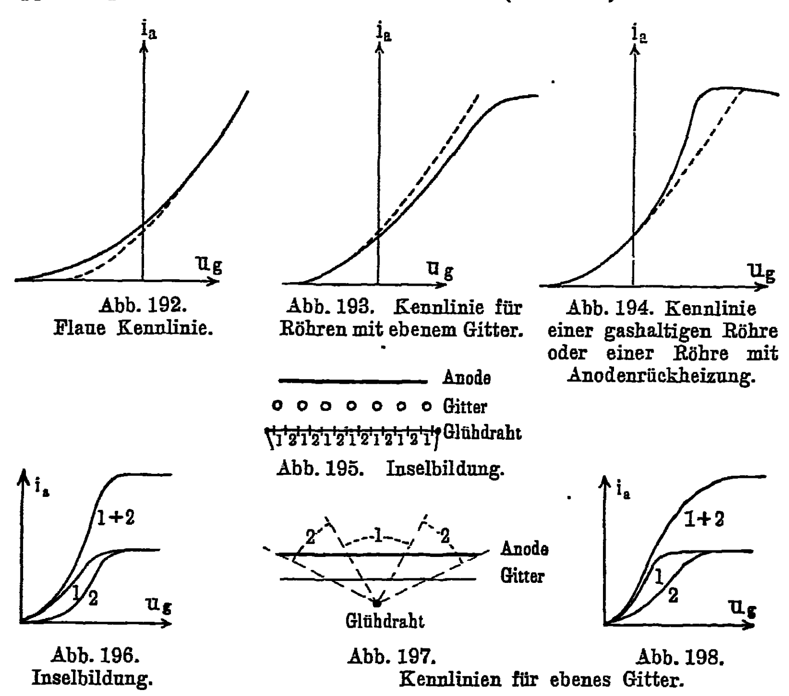


Abb. 192. Flaue Kennlinie.

Abb. 193. Kennlinie für Röhren mit ebenem Gitter.

Abb. 194. Kennlinie einer gashaltigen Röhre oder einer Röhre mit Anodenrückheizung.

Abb. 195. Inselbildung.

Abb. 196. Inselbildung.

Abb. 197. Abb. 198. Kennlinien für ebenes Gitter.

linien 1 und 2 (Abb. 198). i_{a2} verläuft flacher, da das Gitter weiter vom Glühdraht entfernt ist wie im Winkelraum 1. Die Summe $i_a = i_{a1} + i_{a2}$ hat einen Verlauf wie Abb. 198. Ein Verlauf der Kennlinie wie in Abb. 194 läßt auf Gasgehalt schließen (vgl. Messungen an Senderröhren).

Untersuchungen über die Potentialverteilung in Röhren mit Gitter unter Berücksichtigung der Raumladung liegen noch nicht vor.

b) Zwei- und Dreigitterröhren.

Die Leistungsfähigkeit der geschilderten Röhrentypen ist durch zwei Punkte begrenzt: Infolge der Raumladung kann die Steilheit der

Kennlinie nur in beschränktem Maße gesteigert werden. Die weitere Verringerung des Gitterradius hat bald ein Ende, da man mit Durchbiegungen des Glühfadens infolge der Wärmeausdehnung und mit Erschütterungen rechnen muß.

Um bei schwachen Anodenstromschwankungen durch einen hohen äußeren Widerstand der Röhre möglichst viel Leistung entziehen zu können, muß der innere Widerstand erhöht und der Durchgriff verkleinert werden. Die günstige Wirkung dieser Maßnahme wird illusorisch, wie wir sehen, da mit Verringerung des Durchgriffs gleichzeitig die Steilheit der Kennlinie bei -2 Volt Gittervorspannung sinkt. Es bestand somit die doppelte Aufgabe:

Die Raumladung zu zerstreuen.

Den Durchgriff herabzusetzen, ohne gleichzeitig den Anodenstrom und die Steilheit der Kennlinie bei -2 Volt Gitterspannung zu verringern.

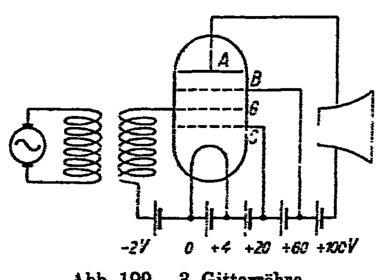


Abb. 199. 3 Gitterröhre.

Beide Probleme wurden von Schottky durch die Erfindung der Mehrgitterröhren in glänzender Weise gelöst (Abb. 199). Das Gitter C ist an etwa $+$ 20 Volt gegen den Glühdraht gelegt und dient dazu, die Raumladung zu zerstreuen, das eigentliche Steuergitter G ist, wie üblich, an — 2 Volt gelegt. Die mit einer mittleren Geschwindigkeit von 20 Volt [1]) das Zerstreuungsgitter durchfliegenden Elektronen werden dicht vor dem Steuergitter wieder die mittlere Geschwindigkeit Null erhalten.

[1]) Unter einer Geschwindigkeit von 10 Volt ist die Geschwindigkeit eines Elektrons verstanden, das bei einer Anfangsgeschwindigkeit 0 eine Spannung von 10 Volt durchlaufen hat. Diese Geschwindigkeit berechnet sich nach der Formel

$$\frac{m v^2}{2} = e\,U$$

zu

$$v = \sqrt{\frac{e}{m} \cdot 2\,U} = \sqrt{1{,}77 \,.\, 10^7 \,.\, 2 \,.\, 10^8\, U}\,\frac{\text{cm}}{\text{sec}} = 600\sqrt{U}\,\frac{\text{km}}{\text{sec}},$$

wenn man U in Volt einsetzt. Für 10 Volt erhält man die Geschwindigkeit:

$$v = 600 \,.\, 3{,}16 \approx 1900\,\frac{\text{km}}{\text{sec}}.$$

Die Anordnung wirkt bei zylindrischer Form so, als wenn ein Glühdraht, dessen Radius nur wenig kleiner als der des Steuergitters ist, die Elektronen lieferte. Die Stromdichte und mit ihr die Raumladungsdichte sind im Verhältnis Glühfadendurchmesser: Steuergitterdurchmesser verkleinert. Bei einem Glühdrahtdurchmesser von 0,1 mm und einem Steuergitterdurchmesser von 10 mm beträgt die Raumladungsdichte nur noch $^1/_{100}$ der früheren. Die Raumladung ist also so gut wie vollkommen zerstreut und ihre schädliche Wirkung aufgehoben.

Das Anodenschutzgitter B ist an etwa $+45$ Volt gelegt. Es wirkt auf das Feld am Glühdraht oder auf das Feld zwischen Steuergitter und Zerstreuungsgitter wie eine auf konstantem Potential befindliche Anode. Die von der Anode A ausgehenden Kraftlinien endigen fast alle auf dem Schutzgitter, so daß die Spannungsschwankungen der Anode in dem Raume zwischen Steuergitter und Zerstreuungsgitter unwirksam sind, obwohl die Maschen des Steuergitters weit und der Anodenstrom und mit ihm die Steilheit groß sind.

Die Vergrößerung der Schutzwirkung k des Gitters durch das Anodenschutzgitter berechnet Schottky folgendermaßen:

Als Unbekannte wird nicht das Schutznetzeffektivpotential q, sondern das Schutznetzpotential n behandelt, während das Schutznetzeffektivpotential q, das Anodenpotential b und das Gittereffektivpotential p als gegeben betrachtet werden. Als Potentialnullpunkt wird q gewählt. Das Schutznetzpotential, vom neuen Nullpunkt an gezählt, $n - q$ wird aus zwei Teilen Δn_1 und Δn_2 zusammengesetzt. Die Grenzbedingungen für Δn_1 sind: Gittereffektivpotential $p - q$ $=$ Schutznetzeffektivpotential $= 0$, Anodenpotential $= b - q$. Man kann dann, ohne an den Potentialen etwas zu ändern, das Gitter weglassen und erhält, analog der Formel:

$$p = \frac{v + D b}{1 + D}$$

auf S. 201 unten

$$\text{Schutznetzeffektivpotential} = 0 = \frac{\Delta n_1 + (q - b) D_{AS}}{1 + D_{AS}};$$

$$\Delta n_1 = (b - q) D_{AS}.$$

Die Grenzbedingungen für Δn_2 sind: Anodenpotential $b - q$ und Schutznetzeffektivpotential $= 0$, Gittereffektivpotential $= p - q$.

Man kann jetzt, ohne an den Potentialen etwas zu ändern, die Anode weglassen und erhält analog:

$$\text{Schutznetzeffektivpotential} = 0 = \frac{\varDelta n_2 + (q-p)\,D_{GS}}{1 + D_{GS}},$$

$$\varDelta n_2 = (p-q)\,D_{GS}.$$

Dabei ist D_{AS} der Durchgriff der Anode durch das Schutznetz, D_{GS} der Durchgriff des Gitters durch das Schutznetz, nicht zu verwechseln mit D_{SG}, dem Durchgriff des Schutznetzes durch das Gitter.

Durch Zusammensetzen der beiden Teilpotentiale erhält man schließlich die Lösung für die Grenzbedingungen:

$$\text{Schutznetzeffektivpotential} = 0,$$

$$\text{Anodenpotential} = b - q,$$

$$\text{Gittereffektivpotential} = p - q.$$

$$n - q = \varDelta n_1 + \varDelta n_2 = D_{AS}(b-q) + D_{GS}(p-q).$$

Berechnet man aus dieser Gleichung q und setzt den Wert für q in die Gleichung für das Gittereffektivpotential:

$$p - v = D_{SG}(q-p)$$

[analog $p - v = D_{AG}(b-p)$ auf S. 201, Zeile 8 v. u.]

ein, so erhält man schließlich für das Gittereffektivpotential oder die Steuerspannung:

$$u_{st} = p = \frac{1 + D_{AS} + D_{GS}}{N}\,v + \frac{D_{SG}D_{AS}}{N}\,b + \frac{D_{SG}}{N}\,n,$$

wobei

$$N = 1 + D_{AS} + D_{GS} + D_{SG}(1 + D_{AS}).$$

Der Vergleich mit der Formel

$$p = v\lambda + b\mu + n\nu$$

ergibt:

Steuerschärfe: $$\lambda = \frac{1 + D_{AS} + D_{GS}}{1 + D_{AS} + D_{GS} + D_{SG}(1 + D_{AS})} \approx \frac{1}{1 + D_{SG}},$$

Anodeneinfluß: $$\mu = \frac{D_{AS}\cdot D_{SG}}{1 + D_{AS} + D_{GS} + D_{SG}(1 + D_{AS})} = \frac{D_{AS}D_{SG}}{N},$$

Schutznetzeinfluß: $$\nu = \frac{D_{SG}}{N},$$

Schutzwirkung: $$k = \frac{\lambda}{\mu} = \frac{1 + D_{AS} + D_{GS}}{D_{AS}\cdot D_{SG}} = \frac{1}{D_{AS}D_{SG}}.$$